

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

# Стабилизация атома в поле лазерного излучения

Н.Б. Делоне, В.П. Крайнов

*Рассмотрены физические явления, возникающие при фотоионизации атома в поле лазерного излучения. Изложены результаты теоретических исследований, выполненных различными методами, которые предсказывают возникновение эффекта стабилизации атома — уменьшение вероятности фотоионизации с ростом напряженности поля при определенной частоте излучения. Обсуждаются различные эксперименты, поставленные для наблюдения эффекта стабилизации.*

PACS numbers: 32.90.+a, 42.50.-p

## Содержание

1. Введение (1295).
  2. Приближение Келдыша–Файсала–Риса (1297).
  3. Численные расчеты (1301).
  4. Приближение Крамерса–Хеннебергера (1303).
  5. Интерференционная стабилизация (1306).
  6. Стабилизация классических систем (1309).
  7. Эксперименты по стабилизации атомов (1311).
    - 7.1. Эффекты подавления фотоионизации.
    - 7.2. Эффект стабилизации атома при многофотонной резонансной ионизации из основного состояния атома.
    - 7.3. Эффект стабилизации при фотоионизации из высоковозбужденных состояний.
    - 7.4. Эффект стабилизации при фотоионизации из изолированного возбужденного состояния атома.
  8. Заключение (1319).
- Список литературы (1320).

## 1. Введение

Эффектом стабилизации атома называется уменьшение вероятности его фотоионизации по сравнению с величиной, предсказываемой "золотым правилом Ферми". Возникновение эффекта стабилизации предсказывается в теории при определенных значениях частоты и интенсивности лазерного излучения. На первый взгляд эффект стабилизации противоречит известным закономерностям физики взаимодействия излучения с веществом. Напомним их кратко.

Вероятность фотоионизации квантовой системы в единицу времени в слабом внешнем поле частоты  $\omega > E_n/\hbar$ , где  $E_n$  — энергия связи электрона, исходя из

основных принципов квантовой механики, определяется "золотым правилом Ферми":

$$w_{nf} = \left(\frac{2\pi}{\hbar}\right) |V_{nf}|^2 \rho_f. \quad (1)$$

Здесь  $V_{nf}$  — матричный элемент перехода между исходным связанным состоянием  $n$  и конечным состоянием  $f$  непрерывного спектра, а  $\rho_f$  — плотность конечных состояний непрерывного спектра. В интересующем нас случае, когда речь идет о переходах, происходящих в атоме под действием поля лазерного излучения, согласно длинноволновому приближению матричный элемент дипольного электрического перехода имеет вид

$$V_{nf} = e \cdot z_{nf} \cdot F,$$

где  $F$  — амплитуда напряженности поля излучения (предполагаемого для определенности здесь линейно поляризованным вдоль оси  $Z$ ). Соответственно, следуя (1), получаем

$$\Gamma_n = w_{nf} \sim F^2 \sim I, \quad (2)$$

где  $I$  — интенсивность излучения,  $\Gamma_n$  — ионизационная ширина исходного состояния  $n$ . При этом в соответствии с (2) ионизационное время жизни  $t_n$  описывается соотношением

$$t_n \sim \frac{1}{w_{nf}} \sim \frac{1}{I}. \quad (3)$$

До последнего времени соотношения (1)–(3) всегда подтверждались при исследовании фотоионизации атомов и не возникает сомнений в их теоретической обоснованности для слабого внешнего поля.

Однако в середине 70-х годов в научной литературе появились результаты ряда теоретических работ, предсказывающие новые закономерности для процесса фотоионизации в случае напряженности поля и частоты излучения, превышающих некоторые критические значения. При этом предсказывалась обратно пропорцио-

Н.Б. Делоне. Институт общей физики РАН, 117942 Москва, ул. Вавилова 38

Тел. (095) 135-02-14. Факс (095) 135-02-70

В.П. Крайнов. Московский физико-технический институт, 141700 г. Долгопрудный Московской обл., Институтский пер. 9  
Тел. (095) 408-75-90

Статья поступила 15 июня 1995 г.

нальная зависимость вероятности ионизации  $w_{nf}$  от интенсивности  $I$ . Мы не будем здесь цитировать и рассматривать эти работы, так как сейчас ясно, что можно выдвинуть ряд серьезных возражений по существу этих исследований (современная критика содержится, например, в монографии [1]).

Наконец, в конце 80-х годов интерес к эффекту стабилизации атома захватывает многих теоретиков и экспериментаторов. Появилось большое число хорошо обоснованных теоретических предсказаний, полученных как в рамках классической механики (для ридберговских состояний атомов), так и, в основном, в рамках квантовой механики. Все эти предсказания качественно сводятся к одному заключению — начиная с определенных значений основных параметров, характеризующих поле лазерного излучения (частота и амплитуда напряженности) с одной стороны, и атомный электрон (главное квантовое число  $n$  или энергия связи  $E_n$ ) с другой, должны возникать отклонения от "золотого правила Ферми", состоящие в уменьшении вероятности фотоионизации, т.е. должен возникать эффект стабилизации атома. Эти теоретические предсказания рассматривались в [1–2] (см. также [3–5]) и более детально обобщены ниже с учетом работ, опубликованных до лета 1995 г.

В самые последние годы появился ряд экспериментов, результаты которых в той или иной мере согласуются с предсказаниями теории. Обзор этих экспериментов также проводится ниже. Однако на данный момент времени еще нет эксперимента, представляющего собой полное и детальное исследование эффекта стабилизации.

Во введении нам представляется полезным кратко рассмотреть ряд моделей, лежащих в основе отдельных направлений теоретических исследований. Рассмотрение этих моделей позволяет сделать простые качественные выводы о причинах возникновения эффекта стабилизации.

Обратимся сначала к классической механике. Рассмотрим ридберговское состояние атома с главным квантовым числом  $n \gg 1$ , в котором электрон вращается вокруг атомного остова по кеплеровой орбите, имеющей большой эксцентриситет. Пусть орбита лежит в плоскости  $XU$  (рис. 1). Как известно, электрон с наибольшей вероятностью поглощает фотон в те интервалы времени, когда связь электрона с третьим телом — атомным остовом — максимальная, т.е., когда электрон нахо-

дится вблизи атомного остова. При этом кулоновская сила  $e^2/r^2$  сравнима с силой  $eF$ , действующей со стороны поля. Таким образом, можно оценить расстояние  $r$

$$r = r_0 \sim \left(\frac{e}{F}\right)^{1/2} \quad (4)$$

(далее везде используется атомная система единиц  $e = \hbar = m_e = 1$ ).

Поместим этот атом во внешнее электромагнитное поле, вектор  $\mathbf{F}$  которого направлен нормально к плоскости  $XU$ . Рассмотрим поле линейной поляризации и такой частоты  $\omega$ , когда  $\omega > E_n = 1/2n^2$  (разрешена фотоионизация). Предположим, что амплитуда осцилляций электрона в поле  $a = F/\omega^2$  достаточно велика ( $a \gg r_0$ ), а с другой стороны она гораздо меньше радиуса кеплеровой орбиты  $r_n \sim n^2$ . Эти условия совместимы друг с другом при  $n \gg 1$ , так как из условия  $a \gg r_0$  получаем  $F \gg \omega^2(F)^{-1/2}$ , т.е.

$$F \gg \omega^{4/3} \sim \frac{1}{n^{8/3}}, \quad (5)$$

в то время как из условия  $a \ll r_n$  имеем

$$F \ll \omega^2 n^2 \sim \frac{1}{n^2}. \quad (6)$$

В таких условиях электрон совершает движение по сложной траектории, проекция которой на плоскость  $XU$  соответствует исходной кеплеровой орбите, а в направлении оси  $Z$ , параллельной  $\mathbf{F}$ , происходят осцилляции. Тогда при определенных соотношениях между фазами движения электрона по кеплеровой орбите и в направлении вектора электрического поля в момент времени, когда электрон находится вблизи атомного остова (на расстоянии  $r_0$ ) в плоскости  $XU$ , как видно из рис. 1, он может находиться далеко от остова в направлении оси  $Z$  (на расстоянии порядка  $a \gg r_0$ ). Очевидно, что при этом вероятность фотоионизации будет меньше, чем в случае, если не принимать во внимание осцилляции электрона (в последнем случае она определяется соотношением (1)).

В качестве другой модели рассмотрим атом в линейно поляризованном поле, приводящем к сильной поляризации атома. Это означает, что под действием внешнего поля при его достаточно большой напряженности, когда  $a \gg r_n$  (в отличие от предыдущего примера), исходное распределение волновой функции электрона в пространстве превращается в качественно отличное распределение, имеющее не максимум, а минимум в окрестности атомного остова, и два максимума, симметрично расположенных вдали от остова в направлении поляризации поля (рис. 2). Это так называемая дихотомия распределения. Форма такого распределения показывает, что вероятность фотоионизации должна быть меньше, так как электрон меньше времени проводит вблизи остова по сравнению с предположением о неизменности исходного распределения волновой функции. Критическая напряженность соответствует условию  $a \sim r_n$ , или

$$F \sim \omega^2 n^2. \quad (7)$$

Такая стабилизация получила название адиабатической, так как новое поляризованное состояние атома получается путем адиабатической эволюции исходного невоз-

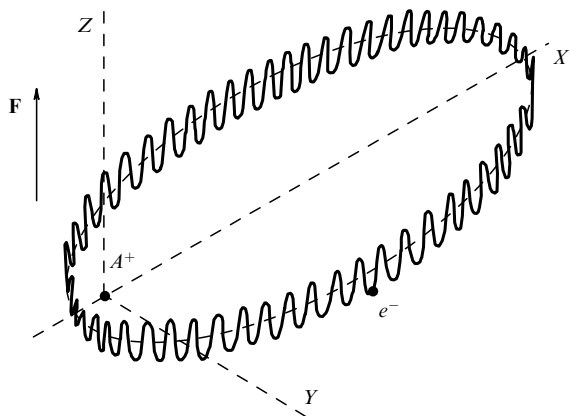


Рис. 1. Движение ридберговского электрона в состоянии с большим эксцентриситетом под действием высокочастотного поля, линейно поляризованного вдоль оси  $Z$

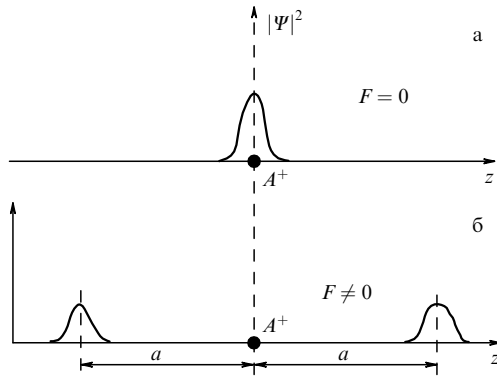


Рис. 2. Распределение электронного облака вдоль направления линейно поляризованного поля: (а)  $F = 0$ ; (б)  $F \gg \omega^2 n^2$ ,  $a = F/\omega^2$

мушенного состояния атома. В таком процессе несущественны переходы в другие дискретные состояния атома. Концепция осциллирующего электрона справедлива, если частота излучения  $\omega$  велика по сравнению с частотой орбитального движения электрона  $\omega_n = 1/n^3$  ( $n$  — главное квантовое число рассматриваемого состояния): из рис. 1 видно, что на кеплеровом периоде должно помещаться большое число осцилляций.

Рассмотрим еще одну модель — совокупность ряда ридберговских ( $n \gg 1$ ) состояний атома, находящегося в высокочастотном внешнем поле ( $\omega > E_n$ , где  $E_n$  — энергия состояния с главным квантовым числом  $n$ ). Очевидно, что в таких условиях происходит фотоионизация из указанных ридберговских состояний. При достаточно большой напряженности внешнего поля ионизационная ширина  $\Gamma_n$  исходных ридберговских состояний достигает величины порядка расстояния между этими состояниями в спектре атома  $\omega_n = \Delta E_{n, n+1}$ . Возникающий таким образом квазиконтинуум позволяет реализоваться трехфотонным, пятифотонным и т.д. рамановским переходам через непрерывный спектр, происходящим при последовательном поглощении и излучении атомом фотонов внешнего поля (рис. 3). Оказывается, что интерференция между различными переходами при определенных предположениях относительно матричных элементов является деструктивной (так, трехфотонный, пятифотонный и т.п. матричные элементы получают каждый последующий из предыдущего умножением на фактор  $i\Gamma_n$ , где  $i$  — мнимая единица). Это обуславливает уменьшение вероятности фотоионизации из совокупности ридберговских состояний, т.е. приводит к стабилизации атома. Такая стабилизация называется интерференционной.

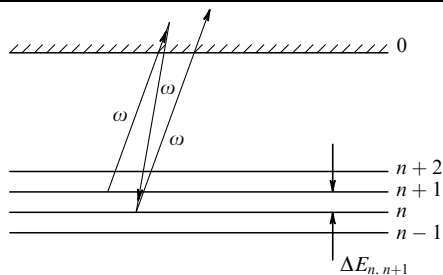


Рис. 3. Схема рамановских переходов между ридберговскими состояниями атома, отвечающая третьему порядку теории возмущений

Именно такие простые модели лежат в основе серьезно обоснованных расчетов, предсказывающих эффект стабилизации.

В заключение следует отметить, что часто возникновение эффекта стабилизации атома связывают с наличием очень большой напряженности внешнего поля. Однако это утверждение не вполне отражает суть дела, так как существенную роль играет также и величина частоты излучения. Правильнее утверждение, что возникновение эффекта стабилизации атома, находящегося в фиксированном начальном состоянии, требует превышения определенных критических значений частоты и напряженности внешнего электромагнитного поля.

## 2. Приближение Келдыша–Файсала–Риса

В рамках приближения Келдыша–Файсала–Риса [6–8] амплитуда  $A_{nf}$  перехода атома из начального невозмущенного полем атомного состояния  $n$  в конечное состояние  $f$  непрерывного спектра, характеризуемое волновой функцией  $\Psi_f^{(V)}$  (в  $f$  пренебрегается полем атомного остова) дается элементом  $S$ -матрицы

$$A_{nf} = -i \int_{-\infty}^{\infty} \langle \Psi_f^{(V)} | V(\mathbf{r}, t) | \Psi_n^{(0)} \rangle dt. \tag{8}$$

Здесь  $\Psi_n^{(0)}$  — невозмущенная полем волновая функция начального связанного состояния атома,  $V(\mathbf{r}, t)$  — потенциал взаимодействия атомного электрона с электромагнитным полем

$$V(\mathbf{r}, t) = \frac{\hat{\mathbf{p}}\mathbf{A}}{c} + \frac{\mathbf{A}^2}{2c^2}. \tag{9}$$

Далее,  $\hat{\mathbf{p}}$  — оператор импульса электрона,  $\mathbf{A}$  — векторный потенциал электромагнитного поля (с каким-либо режимом его включения и выключения). Отметим, что при описании ионизации в сверхсильном поле обычно ограничиваются одноэлектронным приближением.

Келдыш [6] рассматривал эту задачу лишь для полей, малых по сравнению с атомным (атомная напряженность поля полагалась равной  $F_a = 5, 14 \times 10^9$  в см<sup>-1</sup>), и частот  $\omega$  с энергией кванта, малой по сравнению с энергией связи атома  $E_n$ . В этом случае характер ионизации определяется так называемым параметром адиабатичности:

$$\gamma = \frac{\omega(2E_n)^{1/2}}{F}, \tag{10}$$

где  $E_n$  — невозмущенная энергия связи начального состояния атома,  $F$  и  $\omega$  — амплитуда напряженности и частота внешнего электромагнитного поля. Использовалось дипольное взаимодействие поля с атомом в "калибровке длины"

$$V(\mathbf{r}, t) = \mathbf{rF} \cos(\omega t). \tag{11}$$

Если  $\gamma \gg 1$ , то справедлива теория возмущений по электромагнитному полю, и согласно Келдышу процесс ионизации является многофотонным. Если же, напротив,  $\gamma \ll 1$ , то процесс ионизации представляет собой туннелирование через медленно пульсирующий во времени эффективный потенциальный барьер. При этом с экспоненциальной точностью вероятность ионизации в единицу времени дается выражением, совпадающим с

соответствующим выражением для случая постоянного электрического поля

$$w_{nf} \sim |A_{nf}|^2 \sim \exp\left[-\frac{2(2E_n)^{3/2}}{3F}\right]. \quad (12)$$

В случае ионизации частицы из короткодействующего потенциала величину  $(2E_n)^{3/2}$  в соответствии с (12) можно назвать атомной напряженностью поля. Однако в случае ионизации атома или положительного иона существенную роль играет предэкспонента, опущенная в (12). Ее роль возрастает для высоковозбужденных состояний, в результате чего атомная напряженность имеет порядок величины  $(2E_n)^2$ . Это приближение очень широко используется при описании многофотонных процессов при субатомной напряженности внешнего поля (см., например, [1]).

Однако общее выражение (8) справедливо не только для полей, малых по сравнению с атомными, но и для атомных и сверхатомных полей. Единственное, что требуется для применимости (8) — это возможность пренебречь атомным потенциалом в конечном состоянии непрерывного спектра. Такая возможность обоснована либо для случая короткодействующего потенциала, либо при больших энергиях вылетающего фотоэлектрона, либо в сверхсильном поле, когда роль атомного потенциала относительно невелика.

Кроме того, выражение (8) записано в нерелятивистском приближении. Это накладывает ограничение сверху на величину напряженности поля. Релятивистские эффекты становятся существенными, когда скорость электрона в поле  $v_e = F/\omega$  оказывается порядка скорости света  $c = 137$  а.е. Отсюда получаем, что для видимого диапазона частот релятивизм сказывается при интенсивности излучения выше  $10^{18}$  Вт см<sup>-2</sup>, а для случая СО<sub>2</sub>-лазера — уже при интенсивности излучения выше  $10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>. Отметим, что оба этих значения сейчас уже реально достижимы при проведении экспериментов со сверхмощными лазерами.

Нерелятивистский характер движения электрона приводит к справедливости дипольного приближения, когда векторный потенциал  $\mathbf{A}$  в (9) (и напряженность электрического поля излучения) зависит только от времени  $t$ , а не от комбинации  $t - \mathbf{k}\mathbf{r}/\omega$  ( $\mathbf{k}$  — волновой вектор электромагнитной волны). Конечно, при этом может сохраняться зависимость  $\mathbf{A}$  от координат, связанная с фокусировкой лазерного излучения.

Из (8) и (9) для простого случая ионизации основного состояния атома водорода циркулярно поляризованным электромагнитным полем в режиме мгновенного включения получаем следующее выражение, описывающее вероятность ионизации  $dw/d\Omega$  в единицу времени в элемент телесного угла  $d\Omega$  [8]:

$$\frac{dw}{d\Omega} = \frac{4}{\pi(2\omega)^{3/2}} \times \sum_{N=N_0}^{\infty} \frac{(N-z-1/2\omega)^{1/2}}{(N-z)^2} J_N^2(z^{1/2}K). \quad (13)$$

Здесь  $N$  — число поглощенных фотонов, а

$$N_0 = \left\{ \frac{1}{2\omega} + z \right\} \quad (14)$$

— минимальное число поглощенных фотонов,  $\{\dots\}$  — целая часть числа;

$$z = \frac{F^2}{2\omega^3} \quad (15)$$

— безразмерный параметр напряженности поля, и

$$K = 2 \left( N - z - \frac{1}{2\omega} \right)^{1/2} \sin \theta, \quad (16)$$

причем  $\theta$  — угол между направлением вылетающего фотоэлектрона и направлением циркулярно поляризованного излучения. Результат (13) не требует малости частоты фотона  $\omega$  по сравнению с потенциалом ионизации атома водорода.

Отметим, что выражение (14) учитывает динамический штарковский сдвиг в поле волны циркулярной поляризации, определяющий границу континуума. Он равен  $F^2/2\omega^2$ .

Из (15) видно, что чем меньше частота поля  $\omega$ , тем меньшие значения напряженности поля  $F$  требуются для достижения высоких значений безразмерного параметра интенсивности  $z$ .

С математической точки зрения ограниченность величины вероятности  $dw/d\Omega$  в (13) обусловлена ограниченностью функций Бесселя. На рис. 4 из работы [9] представлена зависимость вероятности ионизации, проинтегрированная по углам вылета электрона, от интенсивности лазерного излучения  $I = cF^2/4\pi$  для двух значений частот  $\omega = 1/128$  а.е. и  $\omega = 2$  а.е. Первая из них мала по сравнению с потенциалом ионизации атома водорода, а вторая — велика. Из рис. 4 видно, что стабилизация имеет место в широком диапазоне частот внешнего поля. Кроме того, чем меньше частота, тем меньше значение критического поля, если его характеризовать областью, где прекращается рост вероятности ионизации и начинается ее убывание. Это объясняется тем, что вероятность ионизации (13) определяется безразмерным параметром  $z$  (15), а он тем больше, чем меньше частота поля

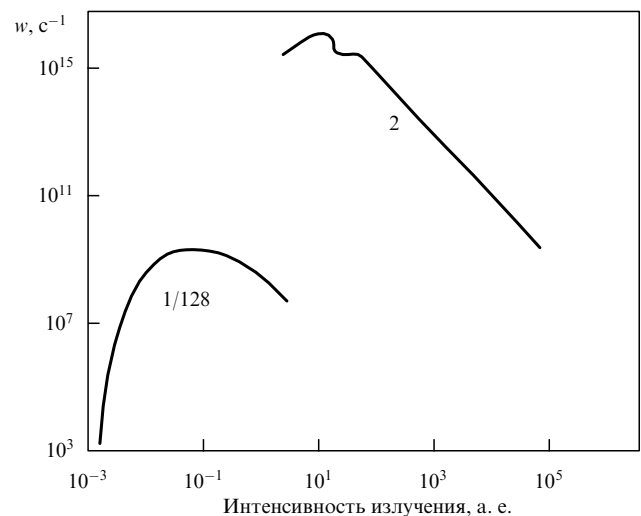


Рис. 4. Зависимость вероятности ионизации основного состояния атома водорода в единицу времени от интенсивности излучения для двух значений частоты:  $\omega = 1/128$  а.е. и  $\omega = 2$  а.е. (поле циркулярной поляризации) [9]

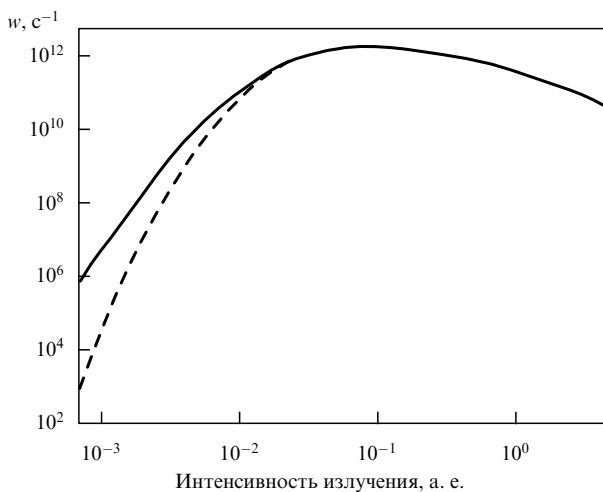
$\omega$ . В частности, при частоте  $\omega = 1/128$  а.е. критическая интенсивность имеет порядок величины  $10^{15}$  Вт см $^{-2}$ , т.е. мала по сравнению с атомной интенсивностью.

В случае малых частот  $\omega \ll 1$  и слабых полей можно проверить, что выражение (13) согласуется с исходной теорией Келдыша, причем характер ионизации (туннельный или многофотонный) определяется параметром адиабатичности (10). Слабые поля соответствуют в (13) аргументам функций Бесселя, близким к индексу, когда при  $\omega \ll 1$  мы имеем  $N \gg 1$ , и асимптотическое разложение Дебая для функций Бесселя может привести как к экспоненциальной зависимости, характерной для туннельного предела, так и к степенной зависимости, соответствующей многофотонному пределу (в зависимости от величины  $\gamma \lesssim 1$ ).

Как уже отмечалось выше, один из существенных недостатков данного приближения — неучет атомного потенциала в волновой функции конечного состояния непрерывного спектра (волковской волновой функции). Этот недостаток был исправлен в работе [10] для случая ионизации основного состояния атома водорода циркулярно поляризованным электромагнитным полем при выполнении условия  $F/\omega^2 \gg 1$  (см. (7) для  $n \sim 1$ ), когда амплитуда классических осцилляций электрона в поле электромагнитной волны значительно больше борковского радиуса. Отметим, что в низкочастотном поле такое ограничение является сравнительно мягким.

Зависимость вероятности ионизации в единицу времени от интенсивности излучения  $I$  показана на рис. 5 для значения частоты  $\omega = 0,043$  а.е. (длина волны  $\lambda = 1,06$  мкм). Видно, что учет кулоновского потенциала в конечном состоянии изменяет на несколько порядков (в большую сторону) вероятность ионизации при полях, меньших атомного, но не существен при полях в области стабилизации (в данном случае при интенсивности  $I > 10^{-1}$  а.е.).

Получаемые результаты существенно зависят от того, как обращаться с волковскими волновыми функциями в рассматриваемой задаче. Так, в работе [11]



**Рис. 5.** Зависимость вероятности ионизации основного состояния атома водорода в единицу времени от интенсивности излучения для частоты  $\omega = 0,043$  а.е. [10] (поле циркулярной поляризации). Пунктирная линия соответствует волковской волновой функции конечного состояния; сплошная линия учитывает также кулоновский потенциал в конечном состоянии непрерывного спектра

вместо  $S$ -матричного подхода, т.е. формулы (8), предлагается сконструировать волковский волновой пакет как линейную комбинацию волновых функций вида

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \int \Psi_n^{(0)}(\mathbf{p}) \Psi_p^{(V)*}(\mathbf{r}, t) d\mathbf{p}. \quad (17)$$

Здесь  $\Psi_n^{(0)}(\mathbf{p})$  — компонента Фурье невозмущенной волновой функции атома (конкретно рассматривалось также основное состояние атома водорода). При  $t = 0$  из (17) следует, что

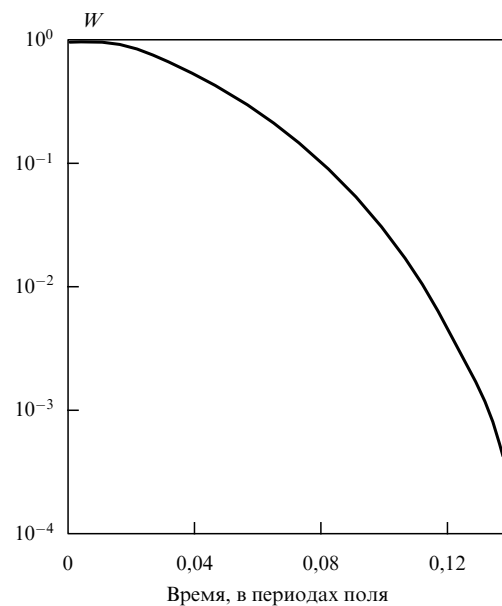
$$\Psi(\mathbf{r}, 0) = \Psi_n^{(0)}(\mathbf{r}), \quad (18)$$

т.е. в начальный момент времени электрон находился в основном состоянии атома водорода.

Абсолютная вероятность атома остаться в исходном состоянии к моменту времени  $t$  определяется перекрытием волновых функций (17) и (18), т.е.

$$W(t) = |\langle \Psi_n^{(0)}(\mathbf{r}) | \Psi(\mathbf{r}, t) \rangle|^2. \quad (19)$$

На рис. 6 величина  $W(t)$  показана для значений частоты  $\omega = 1,5$  а.е. и напряженности поля  $F = 5$  а.е. как функция времени (в периодах поля, см. [12]). Взят опять-таки случай циркулярной поляризации поля. Видно, что за доли периода атом полностью ионизируется и никакой стабилизации нет.



**Рис. 6.** Зависимость абсолютной вероятности для атома водорода остаться в основном состоянии к данному моменту времени при воздействии циркулярно поляризованного поля с частотой  $\omega = 1,5$  а.е. и амплитудой напряженности поля  $F = 5$  а.е. [12]. Время отсчитывается в единицах периода поля

Таким образом, можно сделать вывод, что в вопросе о стабилизации очень существенно, какая величина вычисляется и как используется приближение волковских волновых функций конечного состояния. В частности, выражение (17) предполагает, что если электрон приобрел импульс  $\mathbf{p}$ , то дальше он существует во времени, как свободный электрон во внешнем электро-

магнитном поле. Это же утверждение содержится и в выражении (8)  $S$ -матричного подхода. Однако различная математическая реализация такого физического предположения привела к противоположным результатам в случае сверхсильного электромагнитного поля ввиду неясности условий, когда это приближение справедливо.

Этот вывод подтверждает и анализ варианта  $S$ -матричного подхода, развиваемого по потенциалу  $U(r)$  взаимодействия электрона с атомным остовом, вместо (9). Тогда для амплитуды перехода вместо (8) получаем следующее выражение

$$A_{nf} = -i \int_{-\infty}^{\infty} \langle \Psi_n^{(0)} | U(r) | \Psi_f^{(V)} \rangle dt. \quad (20)$$

В случае сверхатомного поля ( $F \gg F_a$ ) отсюда получаем простую зависимость [13]

$$w \sim |A_{nf}|^2 \sim \frac{F_a}{F}, \quad (21)$$

в то время как из (8) находим [14]

$$w \sim \left( \frac{F_a}{F} \right)^2. \quad (22)$$

Как мы уже отмечали, в оригинальной работе Келдыша [16] использовалось возмущение в "форме длины" (11) вместо (9) на основе нерелятивистского дипольного приближения. Тогда в случае сверхсильного поля вероятность ионизации в единицу времени монотонно растет с ростом  $F$ , не обнаруживая эффекта стабилизации [14]. Однако следует подчеркнуть, что именно выражение (9) получается в нерелятивистском пределе из калибровочно-инвариантных выражений для  $S$ -матрицы в общем релятивистском случае [9]. Хотя в первом порядке теории возмущений результаты совпадают, начиная со второго порядка они различаются. С этой точки зрения выражение (9) выглядит более предпочтительно, чем (11), хотя при исследовании взаимодействия двух- и трехуровневых систем с электромагнитным полем имеет место обратная ситуация [15].

В целом из сказанного выше можно сделать вывод, что  $S$ -матричное приближение Келдыша–Файсала–Риса свидетельствует скорее в пользу наличия стабилизации атома в сверхсильном поле, нежели в пользу ее отсутствия. Однако, как видно из приведенных выше результатов, полной ясности здесь нет, и требуются дополнительные расчеты, а также анализ того, насколько можно пренебрегать потенциалом атомного остова в конечном состоянии непрерывного спектра.

Следующее замечание касается зависимости эффекта стабилизации от поляризации излучения. Так, в работе [16] для случая ионизации основного состояния атома водорода показано, что вероятность ионизации в единицу времени полем циркулярной поляризации сначала монотонно возрастает с ростом напряженности поля, а затем монотонно убывает, когда поле становится сверхсильным. Однако в случае поля линейной поляризации имеет место немонотонная зависимость вероятности ионизации в единицу времени от напряженности поля с большим числом локальных максимумов и минимумов. Кроме того, при одном и том же значении напряженности поля циркулярно поляризованное поле значительно сильнее стабилизирует основное состояние атома водо-

рода, чем поле линейной поляризации. Это можно объяснить тем, что в случае линейной поляризации значительная часть периода поля соответствует полям с относительно небольшой напряженностью (в том числе, и порядка атомной): в эти моменты времени вероятность ионизации заметно увеличивается по сравнению с временами, соответствующими амплитудным значениям напряженности поля. Отметим, что аналогичная резкая немонотонность в зависимости вероятности ионизации от напряженности поля линейной поляризации имеет место и для случая трехмерного потенциала нулевого радиуса действия [17].

В рамках приближения Келдыша–Файсала–Риса можно вычислить не только вероятность ионизации, но и энергетические и угловые распределения вылетающих электронов. Так, для нахождения энергетического спектра можно использовать основную формулу (8), если фиксировать энергию конечного состояния  $f$  непрерывного спектра и интересоваться зависимостью вероятности ионизации в единицу времени от этой энергии при определенном значении напряженности поля лазерного излучения. Так, в выражении (13) это соответствует рассмотрению отдельных слагаемых в сумме по числу  $N$  поглощаемых фотонов. А зависимость вероятности ионизации от угла  $\theta$  определяется параметром (16).

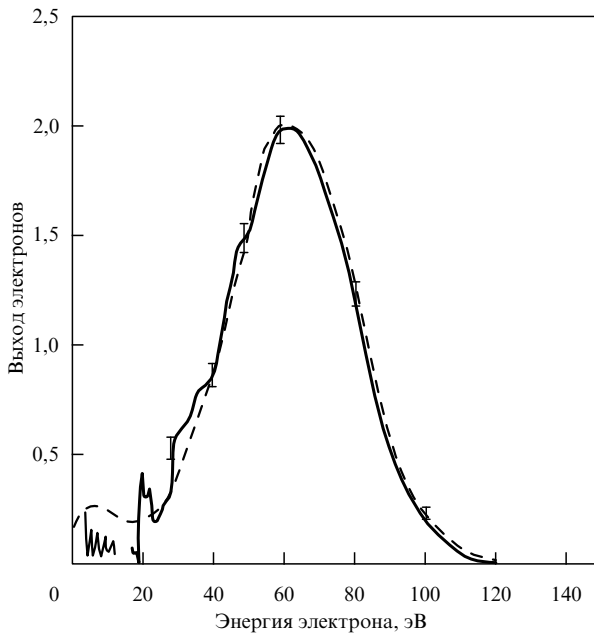
При экспериментальной проверке следует учесть, что при этом, как правило, реализуется насыщение вероятности ионизации за время действия лазерного импульса. Для реалистического гауссова распределения интенсивности излучения в пространстве и времени учет насыщения был проведен в [18]. Результаты сравнивались с экспериментальными спектрами, приведенными в [19] для ионизации атома гелия лазерным излучением с длиной волны 815 нм (циркулярная поляризация) и 820 нм (линейная поляризация). Пиковая интенсивность излучения составила  $I = 1,275 \times 10^{15}$  Вт см<sup>-2</sup> (циркулярная поляризация) и  $I = 3,15 \times 10^{15}$  Вт см<sup>-2</sup> (линейная поляризация): они отвечают надбарьерному развалу. Амплитуда осцилляций электрона, например, в поле циркулярной поляризации  $a = F/\omega^2 = 43$  а.е., т.е. значительно больше размера атома гелия, так что рассматриваемое поле можно считать сверхсильным (см. условие (7)).

На рис. 7 в качестве примера приведены экспериментальный [19] и теоретический (на основе работы [10]) спектры для случая циркулярной поляризации поля. Видно, что они хорошо согласуются друг с другом. При этом в расчетах для основного состояния атома гелия использовалось приближение Хартри–Фока.

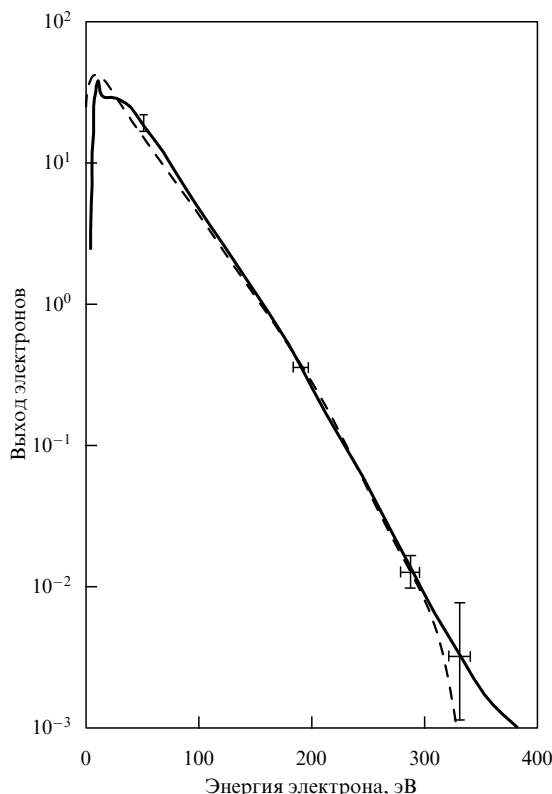
Из рис. 7 видно, что максимум распределения находится при энергии электрона, равной колебательной  $F^2/2\omega^2 = 60$  эВ в поле циркулярной поляризации, в соответствии с предсказаниями теории. То же имеет место и в субатомном поле (см. [1], раздел 4.3.2).

Аналогичные зависимости для поля линейной поляризации приведены на рис. 8. В этом случае средняя колебательная энергия электрона равна  $F^2/4\omega^2 = 150$  эВ. Видно, что теория и эксперимент хорошо согласуются друг с другом, причем максимум распределения приходится на нулевую энергию. Теоретическая зависимость получена в [18] на основе  $S$ -матричного подхода [8].

Что касается ионизации из трехмерного короткодействующего потенциала, то в [9] показано, что в рамках  $S$ -матричного приближения на основе выражения (8) вероятность ионизации в единицу времени единствен-



**Рис. 7.** Энергетический спектр электронов в случае поля циркулярной поляризации. Сплошная линия проведена по данным эксперимента [19], пунктирная — результат теоретического расчета [18]. Спектр соответствует ионизации атома гелия лазерным импульсом с длиной волны  $\lambda = 815$  нм и амплитудой интенсивности  $I = 1,275 \times 10^{15}$  Вт см $^{-2}$



**Рис. 8.** Энергетический спектр электронов в случае поля линейной поляризации с длиной волны  $\lambda = 820$  нм и амплитудой интенсивности  $I = 3,15 \times 10^{15}$  Вт см $^{-2}$  при ионизации атома гелия. Сплошная линия проведена по данным эксперимента [19], пунктирная — результат теоретического расчета [18]

ного связанного состояния в потенциале нулевого радиуса действия монотонно растет с увеличением напряженности поля, т.е. стабилизация отсутствует.

Такой же результат получается и при точном расчете для задачи ионизации частицы в потенциале нулевого радиуса действия, возмущаемой сверхсильным циркулярно-поляризованным электромагнитным полем [20]. Оно получено путем решения точного интегрального уравнения, следующего из стационарного уравнения Шрёдингера в системе координат, вращающейся с частотой  $\omega$  относительно лабораторной системы координат [21] (см. детально в разделе 3).

Однако численные расчеты для короткодействующего потенциала демонстрируют наличие эффекта стабилизации в определенных диапазонах интенсивности внешнего поля (см. раздел 3).

Резюмируя, следует заметить, что рассмотрение ионизации атомов на основе  $S$ -матричного приближения и других близких подходов, так или иначе использующих волковские волновые функции для конечного состояния электрона в непрерывном спектре, для сверхсильных полей оказывается весьма чувствительным к деталям методик и предлагаемым вариантам расчетов. Большая часть расчетов свидетельствует в пользу стабилизации, хотя имеются и сомнения в надежности  $S$ -матричного приближения для атомов [12].

### 3. Численные расчеты

Численные расчеты уравнения Шрёдингера позволяют получить вероятности ионизации в сверхсильных полях. Такие решения не содержат недостатков приближенного  $S$ -матричного метода, изложенного в разделе 2, а также других приближенных методов (см. раздел 4). Однако численные решения могут быть выполнены только для отдельных фиксированных значений параметров (напряженность поля излучения  $F$ , его частота  $\omega$ , энергия связи невозмущенного атомного состояния  $E_n$  и т.д.) и, в частности, не могут быть выполнены с обобщением на случай  $F \rightarrow \infty$ .

Рассмотрим различные численные решения временного уравнения Шрёдингера

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[ -\left(\frac{\Delta}{2}\right) + U(r) + V(\mathbf{r}, t) \right] \Psi(\mathbf{r}, t). \quad (23)$$

Здесь  $U(r)$ , как и выше, потенциал взаимодействия электрона и атомного остова,  $V(\mathbf{r}, t)$  — потенциал взаимодействия электрона с внешним электромагнитным полем, определяемый соотношениями (9) или (11). Начальное условие задачи Коши имеет вид

$$\Psi(\mathbf{r}, -\infty) = \Psi_n^{(0)}(\mathbf{r}),$$

где  $\Psi_n^{(0)}(\mathbf{r})$  — невозмущенная волновая функция исходного состояния. Такая постановка задачи близка к экспериментальной, когда поле лазерного излучения с определенной огибающей импульса воздействует на изолированный атом, и вычисляется абсолютная вероятность ионизации атома за лазерный импульс. Однако она сложна с вычислительной точки зрения, так как даже для одноэлектронной задачи волновая функция зависит от четырех независимых переменных  $\mathbf{r}, t$ .

Более простая с вычислительной точки зрения постановка задачи — решать уравнение (23) на собственные значения путем разложения волновой функции  $\Psi(\mathbf{r}, t)$  по какому-то полному базису невозмущенных состояний и

диагонализация матрицы высокого ранга (равного числу взятых состояний). Такая диагонализация позволяет найти комплексные энергии возмущенных состояний. Вещественная часть этих энергий определяет штарковский сдвиг уровней в поле, а мнимая часть — вероятность ионизации данного состояния в единицу времени. Классификация возмущенных состояний основана на адиабатически медленном выключении электромагнитного поля, при котором эти состояния переходят в соответствующие невозмущенные состояния атома. Поясним такой подход на примере, рассматриваемом ниже.

Одна из первых решенных задач — ионизация основного состояния трехмерного атома водорода сверхсильным полем. Она была решена численно в работе [22] как задача на собственные значения. Решение уравнения (23) представляется в виде

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \exp(-iEt)f(\mathbf{r}, t), \quad (24)$$

где  $f(\mathbf{r}, t)$  — функция, периодическая во времени с тем же периодом, что и внешнее электромагнитное поле. Выражение (24) есть следствие теоремы Флоке (детально см., например, в [15]), применимой для периодических во времени возмущений. Это означает, что амплитуда напряженности поля предполагается постоянной.

Периодическая функция  $f(\mathbf{r}, t)$  разлагается в ряд Фурье по времени. Коэффициенты разложения представляют собой функции координаты  $\mathbf{r}$  и разлагаются в ряд по полному набору функций Штурма для кулоновской задачи. Преимущество штурмовского базиса по сравнению с базисом невозмущенных кулоновских волновых функций состоит в том, что все функции штурмовского базиса принадлежат дискретному спектру, и по этой причине они удобны в численных расчетах с точки зрения сходимости разложения при увеличении числа членов ряда.

Кроме того, необходимо заменить радиальную координату  $r \rightarrow r \exp(i\alpha)$ , где  $\alpha$  — некоторый угол между 0 и  $\pi/2$  (детально см. в [23]), для того, чтобы избежать расходимостей по штурмовским функциям (другой метод устранения таких расходимостей предложен в [24] для задачи о надпороговой ионизации атома водорода). Эта процедура называется методом комплексного вращения координаты.

Обрезая базис определенным числом состояний  $N$  и проверяя, что результаты не меняются при дальнейшем расширении базиса, приравнивают нулю детерминант матрицы  $N \times N$  (что соответствует диагонализации гамильтониана) и находят комплексное значение энергии Флоке  $E$  в выражении (24). Ее мнимая часть и определяет вероятность ионизации в единицу времени.

В численном расчете работы [22] частота поля была взята равной 0,65 а.е., что больше потенциала ионизации атома водорода. Зависимость вероятности ионизации в единицу времени  $w$  от интенсивности излучения  $I$  для случая линейной поляризации поля показана на рис. 9. Максимум вероятности достигается при значении интенсивности  $I = 1,1 \times 10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup>. Затем величина  $w$  убывает монотонно с ростом  $I$ , что и представляет собой стабилизацию основного состояния атома водорода в сверхсильном поле. Если учесть, что время оборота электрона вокруг протона  $t_n = 2\pi n^3 = 2\pi$  а.е. при главном квантовом числе  $n = 1$ , то в максимуме имеем  $wt_n = 1,2$ , т.е. атом ионизируется приблизительно за один оборот электрона вокруг протона.

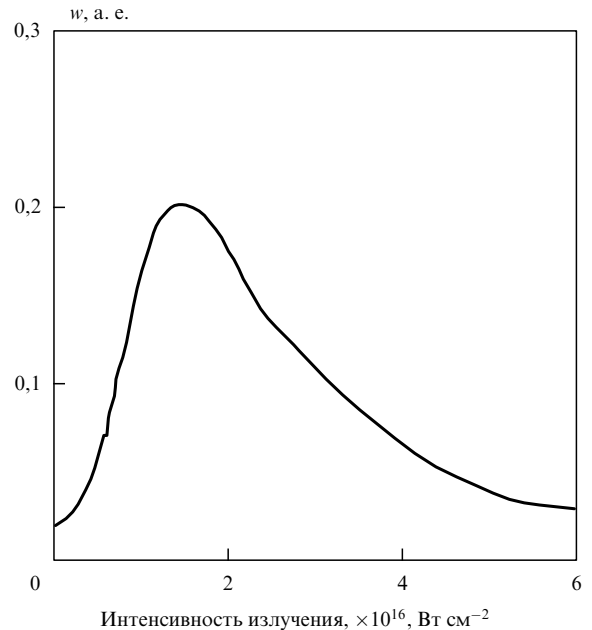


Рис. 9. Зависимость вероятности ионизации основного состояния атома водорода в единицу времени от интенсивности излучения линейной поляризации с частотой  $\omega = 0,65$  а.е. [22]

Таким образом, результаты [22] подтверждают эффект стабилизации основного состояния атома водорода в высокочастотном сверхсильном поле. Некоторое сомнение может возникнуть, если принять во внимание, что чем больше напряженность поля, тем больший базис следует использовать в численной диагонализации гамильтониана. Конечно, это не проверялось в численной процедуре из-за резкого увеличения времени численного счета.

Более сложная с вычислительной точки зрения задача об ионизации основного состояния трехмерного атома водорода сверхсильным электромагнитным полем за один импульс рассматривалась в [25]. Здесь решалась задача Коши и вычислялась полная вероятность ионизации  $W$  за время лазерного импульса. Частота поля бралась равной  $\omega = 1$  а.е., т.е. вдвое больше потенциала ионизации атома, а длительность лазерного импульса варьировалась от 1 до 12 периодов поля. При полях с интенсивностью выше  $10^{16}$  Вт см<sup>-2</sup> величина  $W$  несколько уменьшалась с ростом интенсивности, хотя и оставалась не слишком малой по сравнению с единицей. Это уменьшение и представляет собой эффект стабилизации.

Таким образом, численные решения указывают на существование эффекта стабилизации независимо от метода численного решения задачи. При этом из анализа полной вероятности  $W(t)$  следует, что она пропорциональна времени  $t$  лишь для полей, малых по сравнению с атомным полем и не слишком больших значений  $t$ , когда нет насыщения. В случае атомных и сверхатомных полей линейный режим для  $W(t)$  практически отсутствует, понятия вероятности ионизации в единицу времени нет, а зависимость  $W(t)$  от времени  $t$  является осциллирующей.

Численные расчеты вероятности ионизации квантовых систем в сверхсильных полях проводились не только для трехмерного кулоновского потенциала, но и для других модельных систем. В работах [26–27] анали-



зировався двухэлектронный одномерный ион  $\text{H}^-$  с потенциалом остова вида  $(1 + x^2)^{-1/2}$  (он переходит в кулоновский потенциал на больших расстояниях). Решалась задача Коши для одномерного уравнения Шрёдингера с зависимостью от времени. Вычислялась полная вероятность ионизации к моменту времени  $t$ . Сделан вывод, что взаимодействие электронов друг с другом не подавляет тенденцию к стабилизации иона при увеличении напряженности поля лазерного излучения.

В уже упомянутой выше работе [20] вычислялась вероятность ионизации  $w$  в единицу времени в трехмерном потенциале нулевого радиуса действия, возмущаемого сверхсильным циркулярно поляризованным полем. В системе координат, вращающейся вместе с вектором напряженности электрического поля волны, уравнение Шрёдингера является стационарным и сводится к простому интегральному уравнению для комплексной энергии [21]. Мнимая часть этой энергии, определяющая вероятность ионизации в единицу времени, при  $F \gg F_a = (2E_0)^{3/2}$  имеет простой вид:

$$w = 0,303 F^{2/3}. \quad (25)$$

При этом невозмущенная энергия единственного связанного состояния бралась равной  $E_0 = -1/2$ , а  $m = \hbar = 1$ . Таким образом, стабилизация в данном случае отсутствует. Аналогичное заключение было сделано в работе [28] для поля линейной поляризации, хотя в этом случае аналитических формул типа (25) нет.

В работе [29] рассматривался потенциал в форме одномерной прямоугольной ямы конечного радиуса и глубины с одним связанным состоянием. Внешнее электромагнитное поле предполагалось линейно поляризованным. Производилось прямое численное интегрирование уравнения Шрёдингера (23) и вычислялась полная вероятность ионизации. Показано, что в случае сверхсильных полей она убывает с ростом напряженности поля, т.е. имеет место стабилизация связанного состояния. Его энергия равна колебательной энергии  $F^2/4\omega^2$ , которая в данном случае значительно больше невозмущенной энергии связи частицы в потенциальной яме. Таким образом, имеется различие в результатах для потенциала нулевого радиуса действия и для короткодействующей ямы конечной ширины и глубины.

Общий вывод из численных расчетов состоит в том, что стабилизация квантовой системы усиливается при ослаблении сингулярности атомного потенциала. В дальнейшем мы увидим, что этот вывод подтверждается и расчетами в рамках классической механики.

#### 4. Приближение Крамерса–Хеннебергера

В последнее время одним из эффективных приближенных методов рассмотрения динамики квантовых систем в сверхсильных монохроматических полях явился метод Крамерса–Хеннебергера [30].

Этот метод основан на переходе в неинерциальную систему координат, в которой электрон, находящийся в поле электромагнитной волны, покоится. В случае поля линейной поляризации, на примере которого мы и рассмотрим данное приближение (хотя оно применялось и для поля циркулярной поляризации), это означает переход в колеблющуюся вместе с электроном систему координат (так называемую систему Кра-

мерса). Координата электрона в колеблющейся системе  $\mathbf{r}'$  связана с координатой электрона в лабораторной системе  $\mathbf{r}$  очевидным соотношением

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r} - \left( \frac{\mathbf{F}}{\omega^2} \right) \cos \omega t. \quad (26)$$

Как и выше, здесь  $\mathbf{F}$  и  $\omega$  — амплитуда напряженности и частота линейно поляризованного электромагнитного поля. Переход в эту систему от уравнения Шрёдингера (23) достигается с помощью зависящего от времени унитарного преобразования

$$\Psi_{\text{КН}}(\mathbf{r}', t) = \exp \left[ i \int_{-\infty}^t V(\mathbf{r}, t) dt \right] \Psi(\mathbf{r}, t). \quad (27)$$

В дипольном приближении взаимодействие атома с электромагнитным полем  $V(\mathbf{r}, t)$  может быть записано как в виде (9), так и в более удобной при применении данного приближения форме (11).

Подставляя (27) в (23), получаем следующее уравнение для волновой функции  $\Psi_{\text{КН}}(\mathbf{r}', t)$  в системе координат Крамерса

$$i \frac{\partial \Psi_{\text{КН}}(\mathbf{r}', t)}{\partial t} = \left\{ -\frac{\Delta'}{2} + U \left[ \mathbf{r}' + \frac{\mathbf{F}}{\omega^2} \cos(\omega t) \right] \right\} \Psi_{\text{КН}}(\mathbf{r}', t), \quad (28)$$

где  $U$  — атомный потенциал,  $\Delta'$  — оператор Лапласа по переменной  $\mathbf{r}'$ . Раскладывая периодический потенциал  $U$  в ряд Фурье по времени, находим

$$U \left[ \mathbf{r}' + \frac{\mathbf{F}}{\omega^2} \cos(\omega t) \right] = \sum_{N=-\infty}^{\infty} U_N(\mathbf{r}') \exp(i N \omega t), \quad (29)$$

где компонента Фурье определяется соотношением

$$U_N(\mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} U \left[ \mathbf{r}' + \frac{\mathbf{F}}{\omega^2} \cos(\omega t) \right] \times \exp(-i N \omega t) d(\omega t). \quad (30)$$

Собственно приближение Хеннебергера в простейшей форме заключается в пренебрежении в (29) всеми модами, кроме нулевой,  $N = 0$ . Тогда задача сводится к решению стационарного уравнения Шрёдингера в потенциале Крамерса–Хеннебергера [30]:

$$i \frac{\partial \Psi_{\text{КН}}}{\partial t} = \left[ -\frac{\Delta'}{2} + U_0(\mathbf{r}') \right] \Psi_{\text{КН}}(\mathbf{r}', t). \quad (31)$$

Остальными гармониками с  $N \neq 0$  можно пренебречь в высокочастотном пределе [31] при выполнении условия

$$\omega \gg E_{\text{КН}}, \quad (32)$$

где  $E_{\text{КН}}$  — энергия основного состояния в потенциале Крамерса–Хеннебергера

$$U_0(\mathbf{r}') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} U \left[ \mathbf{r}' + \frac{\mathbf{F}}{\omega^2} \cos(\omega t) \right] d(\omega t). \quad (33)$$

Обратим внимание, что, как будет видно далее, величина  $E_{\text{кн}}$  всегда стремится к нулю (оставаясь отрицательной) при увеличении напряженности  $F$  сверхсильного поля. Поэтому при данной напряженности поля значение  $\omega$  согласно (32) может оказаться совсем небольшим, в частности, гораздо меньше, чем энергия связи невозмущенного основного состояния атома. Фактически это означает, что для любой, даже малой, частоты  $\omega$  всегда можно найти такое сверхсильное поле с напряженностью  $F_c$ , выше которого неравенство (32) будет выполняться, и приближение Крамерса–Хеннебергера будет справедливо.

Потенциал Крамерса–Хеннебергера (33) в отличие от атомного потенциала  $U(r)$  при сверхсильных интенсивностях излучения всегда имеет характерную двухямную форму (для поля линейной поляризации). При этом расстояние от каждой ямы до центра потенциала равно амплитуде  $a = F/\omega^2$  колебательного движения свободного электрона в поле электромагнитной волны. Кроме того, число состояний в потенциале Крамерса–Хеннебергера возрастает с увеличением интенсивности. Новые связанные состояния приходят из континуума, углубляются на некоторое расстояние в дискретный спектр, а затем стремятся к границе континуума по мере увеличения интенсивности излучения [32]. Энергия всех состояний, уже имевшихся в исходном атомном потенциале  $U(r)$ , также стремится к нулю при увеличении интенсивности. Напомним, что все энергии вычисляются в колеблющейся системе координат Крамерса. При переходе к лабораторной системе координат к каждой из энергий нужно добавить колебательную энергию электрона  $F^2/4\omega^2$  (для случая поля линейной поляризации).

В качестве примера на рис. 10 приведена зависимость энергии основного состояния атома водорода в потенциале Крамерса–Хеннебергера (33) от амплитуды  $a = F/\omega^2$  колебательного движения электрона в поле линейно поляризованного излучения [32].

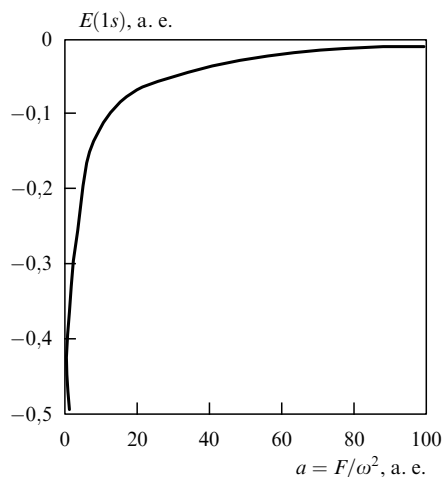


Рис. 10. Зависимость энергии основного состояния атома водорода от амплитуды колебательного движения электрона в поле линейной поляризации [32]

Аналогичная картина имеет место и для поля волны циркулярной поляризации. В частности, для сверхсильного поля, т.е. при выполнении условия  $a = F/\omega^2 \gg 1$  в [33] получено аналитическое выражение для энергии

основного состояния атома водорода в потенциале Крамерса–Хеннебергера (33)

$$E_{\text{кн}} = -\frac{\ln a + 2,65}{2\pi a}. \quad (34)$$

Что касается вероятности ионизации в сверхсильном поле в рамках приближения Крамерса–Хеннебергера, то здесь расчеты проводились как для вероятности ионизации в единицу времени, так и для полной вероятности ионизации в течение заданного времени. Эти расчеты основаны на учете ненулевых компонент Фурье (30) с малыми номерами  $N$ . На рис. 11 показана зависимость вероятности ионизации в единицу времени основного состояния атома водорода линейно поляризованным полем от интенсивности этого поля при двух значениях частоты  $\omega = 4$  а.е. и  $\omega = 0,25$  а.е. [32]. Для обоих значений частоты виден эффект стабилизации, хотя в случае  $\omega = 0,25$  а.е. энергия фотона вдвое меньше невозмущенного потенциала ионизации атома водорода. Однако для реализации эффекта стабилизации достаточно более мягкого условия (32), которое выполняется в области параметров, указанных на рис. 11. Для меньших значений интенсивности условие (32) не выполняется, поэтому в случае  $\omega = 0,25$  а.е. кривая на рис. 11 оборвана слева при интенсивности  $I = 1$  а.е., т.е. ее максимум не показан.

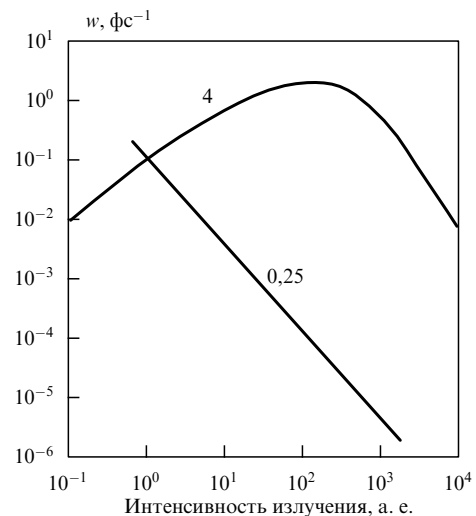


Рис. 11. Зависимость вероятности ионизации основного состояния атома водорода от интенсивности излучения линейной поляризации для двух значений частоты:  $\omega = 0,25$  а.е. и  $\omega = 4$  а.е. согласно расчетам [32]

Мы видим, что значение атомного поля, определяемое здесь как соответствующее максимуму вероятности ионизации, растет с увеличением частоты. Аналогичная картина имела место при рассмотрении задачи в рамках приближения Келдыша–Файсала–Риса (см. раздел 2).

Что касается абсолютной вероятности ионизации за время действия лазерного импульса, то расчеты в рамках приближения Крамерса–Хеннебергера проводились в работе [34] для одномерного сглаженного в начале координат кулоновского потенциала. Форма огибающей лазерного импульса бралась в виде  $\sin^2(t/t_l)$ , где  $t_l$  — длительность импульса. Эффект стабилизации здесь заключается в том, что вероятность ионизации за время действия лазерного импульса уменьшалась при увеличе-

нии напряженности поля  $F$ . Так, например, для частоты  $\omega = 14,13$  эВ полная вероятность ионизации равна единице при  $F = 1$  а.е. и 0,5 при  $F = 5$  а.е. Следует, однако, отметить, что значение 0,5 достигалось уже в течение первого периода действия поля, так что неясно, насколько хорошо усреднять потенциал Крамерса–Хеннебергера по периодам поля, что, собственно говоря, и делается в рамках данного приближения, так как согласно (30) мы получаем выражение (33).

Эффект стабилизации в рамках приближения Крамерса–Хеннебергера был обнаружен и в других расчетах [29, 35–37].

С ростом интенсивности число гармоник (30), которые надо удерживать в уравнении Шрёдингера (28) в системе Крамерса, увеличивается [29]. Однако если таких гармоник очень много, то у данного метода нет никаких преимуществ по сравнению с прямым точным численным решением уравнения Шрёдингера (или в системе Крамерса, или в лабораторной системе). Поэтому развивались и другие подходы к решению уравнения Шрёдингера в системе Крамерса. Один из них — разложение решения уравнения (28) по состояниям Флоке (см. раздел 3) в системе Крамерса [38, 39]. При этом найдено, что вероятность ионизации основного состояния атома водорода в единицу времени полем с частотой, меньшей потенциала ионизации, имеет лишь локальный максимум (так называемое "окно" стабильности), а при очень больших значениях интенсивности снова возрастает. На рис. 12 показан пример зависимости вероятности ионизации в единицу времени  $w$  от интенсивности  $I$  для излучения с длиной волны  $\lambda = 117$  нм.

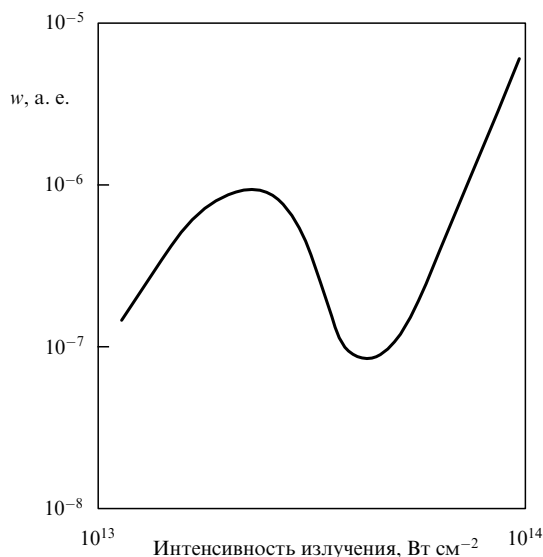


Рис. 12. Зависимость вероятности ионизации основного состояния атома водорода от интенсивности излучения с длиной волны  $\lambda = 117$  нм согласно расчетам [38]

Отметим определенную связь данного метода с предыдущим: уравнение (31) соответствует нулевой компоненте Флоке в волновой функции. Однако в методе Флоке для данной задачи все компоненты оказываются связанными друг с другом через формально бесконечную систему зацепляющихся линейных диффе-

ренциальных уравнений относительно радиальной координаты  $r'$ .

Ограничиваясь в численных расчетах достаточно большим, но конечным числом состояний Флоке и приравнивая детерминант системы уравнений нулю, получаем уравнение для комплексных квазиэнергий Флоке. Их вещественная часть определяет штарковский сдвиг уровня, а мнимая часть — вероятность ионизации в единицу времени. Отсюда же виден и недостаток метода Флоке для решения уравнения Шрёдингера: он позволяет вычислить только вероятность ионизации в единицу времени, но не дает возможности вычислить полную вероятность ионизации за время действия лазерного импульса, а также энергетическое и угловое распределение вылетающих фотоэлектронов.

Мы видим, что в зависимости от конкретной методики решения задачи в приближении Крамерса–Хеннебергера получаются различные результаты: стабилизация атома или "окно" стабилизации. Особенно много вопросов возникает в случае низкочастотных полей. Нет полной уверенности в справедливости критерия (32) для применимости приближения Крамерса–Хеннебергера. Так, например, в работе [40] он проверялся на точно решаемом примере одномерного гармонического осциллятора в линейно поляризованном электромагнитном поле (в дипольном приближении). Точное решение для квазиэнергии в этом случае имеет вид

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \omega_0 + \frac{F^2}{4(\omega^2 - \omega_0^2)}, \quad (35)$$

где  $n$  — номер осцилляторного уровня (квантовое число),  $\omega_0$  — частота осциллятора,  $\omega$  — частота электромагнитного поля, а  $F$  — амплитуда его напряженности.

Если ту же задачу решать в приближении Крамерса–Хеннебергера, то результат имеет вид:

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right) \omega_0 + \left(\frac{F^2}{4\omega^2}\right) \left(1 + \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right). \quad (36)$$

Сравнивая (35) и (36) друг с другом, мы видим, что критерий применимости приближения Крамерса–Хеннебергера имеет вид  $\omega \gg \omega_0$ , что не совпадает с критерием (32). Возможно, что различие критериев обусловлено отсутствием непрерывного спектра в задаче о гармоническом осцилляторе. Однако ввиду того, что критерий (32) скорее постулирован, нежели доказан, можно лишь сделать вывод об отсутствии окончательной ясности в этом вопросе.

Кроме того, эффект стабилизации может быть весьма чувствителен и к тому, применяется ли приближение Крамерса–Хеннебергера к одномерному, двухмерному или трехмерному атому. Так, в работе [41] показано, что в одномерной модели атома эффект стабилизации выражен заметно сильнее, чем для двухмерного атома.

До сих пор мы рассматривали приближение Крамерса–Хеннебергера для основных состояний квантовых систем. Обратимся теперь к ридберговским состояниям атомов. В работе [42] рассматривалась ионизация ридберговских круговых орбит (главное квантовое число  $n \gg 1$ , а  $m = l = n - 1$ ) атома водорода сверхсильным полем линейной поляризации. Брался пример состояния с  $n = 7$ ,  $l = m = 6$ . Энергия фотона внешнего электромагнитного поля полагалась равной  $\hbar\omega = 1,17$  эВ, т.е. значительно превышала потенциал

ионизации рассматриваемого ридберговского состояния  $E_n = 1/2n^2$ . Таким образом, условие (32) применимости приближения Крамерса–Хеннебергера было выполнено во всем диапазоне напряженности поля. В указанных условиях ионизация состояния Крамерса–Хеннебергера (т.е. решение уравнения (31)), переходящего в требуемое ридберговское состояние атома при адиабатически медленном выключении поля, имела однофотонный характер, т.е. в выражении (30) слагаемое с  $N = 1$  вносило определяющий вклад в вероятность ионизации.

Зависимость вероятности ионизации указанного ридберговского состояния в единицу времени от интенсивности излучения полностью аналогична изображенной на рис. 11 кривой для высокочастотного случая  $\omega = 4$  а.е. при ионизации основного состояния атома водорода. Для приведенного выше значения частоты  $\omega = 1,17$  эВ максимум вероятности достигался при значении интенсивности  $I_c = 7 \times 10^{13}$  Вт см<sup>-2</sup>, которое можно назвать критическим значением в данном примере. Этой интенсивности соответствует значение напряженности поля  $E_c = 0,044$  а.е. Отметим, что согласно оценке (7) во введении, основанной на равенстве амплитуды колебаний электрона боровскому радиусу для рассматриваемой кеплеровой орбиты, получаем  $E_c = 0,092$  а.е. Если учесть, что оценка (7) справедлива с точностью до числового множителя порядка единицы, можно сделать вывод, что оба значения  $E_c$  вполне согласуются друг с другом. Кроме того, согласно расчетам работы [42] положение максимума вероятности, т.е. значение  $I_c$  растет с увеличением главного квантового числа  $n$  ридберговского состояния при фиксированном значении частоты  $\omega$  внешнего электромагнитного поля. Это также согласуется с оценкой (7).

Таким образом, оценка (7) является вполне адекватной оценкой критической напряженности в рамках приближения Крамерса–Хеннебергера, отражая появление дихотомии (см. введение) при  $F > F_c$ , когда и начинается вытравливание атома вдоль оси поляризации поля.

Собственно говоря, только при таких полях, т.е. при выполнении условия

$$a = \frac{F}{\omega^2} > n^2 \quad (37)$$

и справедливо само приближение Крамерса–Хеннебергера. Как показано в работе [43] на примере того же состояния атома водорода с  $n = 7$ ,  $l = m = 6$ , не имеет смысла продолжать решение Крамерса–Хеннебергера в область  $F < F_c$ , так как вероятность однофотонной ионизации, вычисленная в этом приближении, существенно расходится с корректным значением, получаемым на основе "золотого правила Ферми" (1).

Методика вычисления вероятности ионизации, основанная на разложении по состояниям Флоке в системе Крамерса, реализованная в работе [44] для ридберговских состояний атома водорода, усилила сомнения в корректности критерия (32) применимости приближения Крамерса–Хеннебергера. В частности, было показано, что стабилизация имеет место лишь при частотах, значительно превышающих энергию невозмущенного ридберговского состояния, т.е.  $\omega \gg E_n$ . Это вполне согласуется с выводами работы [42], рассмотренной выше. Однако при  $\omega \sim E_n$  эффект стабилизации не обнаружен, что расходится с приведенными выше результатами для основного состояния атома водорода (в

последнем случае стабилизация в приближении Крамерса–Хеннебергера имела место и при  $\omega < E_1$ , см. случай  $\omega = 0,25$  а.е. на рис. 11).

Резюмируя, можно отметить, что в высокочастотном пределе приближение Крамерса–Хеннебергера представляется в достаточной степени обоснованным, если  $\omega \gg E_n$ , где  $E_n$  — энергия невозмущенного начального состояния атома. Значения вероятности ионизации малы потому, что возмущение (30), ответственное за  $N$ -фотонный переход, резко убывает с ростом частоты  $\omega$  из-за сильных осцилляций подынтегрального выражения в (30), а также с ростом номера  $N$ . Справедливость этого приближения подтверждается также и сравнением результатов с прямым численным решением уравнения Шрёдингера для модельного потенциала [29] при выполнении условия возникновения дихотомии (37). Однако, как мы видели выше, остается еще достаточно много вопросов о справедливости приближения Крамерса–Хеннебергера.

Тем не менее приближение Крамерса–Хеннебергера подтверждается прямым численным решением временного уравнения Шрёдингера, изложенным в работе [45]. Можно сделать вывод, что в сверхсильном поле имеют место осцилляции электронного волнового пакета, слабо связанного с атомным остовом.

Более подробные сведения о применении приближения Крамерса–Хеннебергера можно найти в обзоре [2].

## 5. Интерференционная стабилизация

Совершенно иной механизм стабилизации ридберговских состояний атомов был предложен в серии работ [46–49] (см. также обзор [50]). Электрон из ридберговского состояния, поглощая фотон частоты  $\omega > E_n$ , попадает сначала в непрерывный спектр. Далее электрон может либо улететь на бесконечность (ионизация), либо вынужденно излучив фотон внешнего электромагнитного поля, перейти обратно в одно из ридберговских состояний. Это — не обязательно исходное состояние, так как эти процессы поглощения и испускания фотонов являются виртуальными и не требуют выполнения закона сохранения энергии. На следующем этапе электрон может снова поглотить фотон электромагнитного поля, и такой процесс может повториться много раз (см. рис. 3).

Для получения полной амплитуды ионизации мы должны сложить амплитуды всех порядков теории возмущений. Мы увидим ниже, что интерференция этих парциальных амплитуд является деструктивной, так что полная амплитуда оказывается меньше каждого слагаемого (по модулю). При этом вероятность ионизации в единицу времени убывает с ростом напряженности поля при сверхсильных полях, т.е. ридберговские состояния атомов стабилизируются в сверхсильном поле.

Перейдем к количественному описанию данного процесса, основываясь на [1] (см. также иное изложение в [51]). В первом порядке теории возмущений матричный элемент связанно-свободного перехода имеет вид

$$V_{nE} = z_{nE} F, \quad (38)$$

где  $z_{nE}$  — дипольный матричный элемент перехода (в предположении, что внешнее поле линейно поляризовано вдоль оси  $Z$ ),  $F$  — амплитуда напряженности этого поля.

В следующем порядке мы имеем трехфотонный матричный элемент, соответствующий переходу  $n \rightarrow E' \rightarrow n' \rightarrow E$  (явное выражение для многофотонных матричных элементов см. в [15]):

$$V_{nE}^{(3)} = \sum_{n'} \int dE' \frac{V_{nE'} V_{E'n'} V_{n'E}}{(E' - E_{n'} - \omega)(E' - E + i\delta)} \quad (39)$$

( $\delta \rightarrow +0$ ). В интеграле по промежуточным состояниям с энергией  $E'$  имеется как интеграл в смысле главного значения, так и вклад от обхода полюса. Пренебрегая вкладом интеграла в смысле главного значения [52] (так называемое полное приближение, см. также [53]), из (39) находим

$$V_{nE}^{(3)} = -if(E) V_{nE}, \quad (40)$$

где обозначено

$$f(E) = \sum_{n'} \frac{|V_{n'E}|^2}{E - E_{n'} - \omega}. \quad (41)$$

Следующий, 5-фотонный матричный элемент записывается аналогично (40), но вместо  $-if(E)$  будет  $|-if(E)|^2$ . Таким образом, ряд из матричных элементов всех порядков теории возмущений представляет собой бесконечную геометрическую прогрессию. Ее сумма, очевидно, равна

$$\tilde{V}_{nE} = \frac{V_{nE}}{1 + if(E)}. \quad (42)$$

Следовательно, вероятность ионизации ридберговского состояния с главным квантовым числом  $n$ , усредненная по остальным квантовым числам этого состояния, равна

$$\tilde{w}_{nE} = \frac{w_{nE}}{1 + f^2(E)} < w_{nE}. \quad (43)$$

Здесь  $w_{nE}$  — вероятность однофотонной ионизации ридберговского состояния согласно "золотому правилу Ферми" (напомним, что здесь предполагается, что энергия фотона электромагнитного поля больше энергии связи рассматриваемого ридберговского состояния).

Из этого вывода ясно, что деструктивный характер интерференции возникает из-за полюсного приближения для матричных элементов. Если, напротив, учитывать только интеграл в смысле главного значения в (39) и аналогичных многофотонных матричных элементах, то интерференция может быть как деструктивной, так и конструктивной (усиление вероятности процесса ионизации).

Критическая напряженность поля  $F_c$  для данного ридберговского состояния определяется условием (см. введение):

$$w_{nE} t_n = 1, \quad (44)$$

где  $t_n = 2\pi n^3$  — время оборота ридберговского электрона вокруг атомного остова. Так как сечение однофотонной ионизации ридберговского состояния с главным квантовым числом  $n$  имеет оценку (формула Крамерса, см. [54])

$$\sigma_n \sim \frac{n}{c}, \quad (45)$$

то вероятность такой ионизации можно оценить как

$$w_{nE} = \sigma_n \frac{c F_c^2}{8\pi\omega} \sim \frac{n F_c^2}{\omega}. \quad (46)$$

Подставляя (46) в (44), получаем зависимость критической напряженности  $F_c$  от главного квантового числа  $n$  при частоте  $\omega \sim 1/2n^2$ , соответствующей однофотонной ионизации

$$F_c \sim \frac{1}{n^3}. \quad (47)$$

Если  $F \ll F_c$ , то из (43) следует, что  $f \ll 1$  и

$$\tilde{w}_{nE} \approx w_{nE} \sim \left(\frac{F}{F_c}\right)^2. \quad (48)$$

Наоборот, если  $F \gg F_c$ , то в выражении (43) можно пренебречь единицей по сравнению с  $f^2$ , а так как согласно (41) величина  $f \sim F^2$ , то из (43) получаем, что

$$\tilde{w}_{nE} \sim \left(\frac{F_c}{F}\right)^2. \quad (49)$$

Таким образом, в сверхсильном поле имеет место стабилизация ридберговских состояний интерференционного характера.

Приведенные выше рассуждения не учитывают свободно-свободных переходов электрона в непрерывном спектре, сопровождающихся поглощением и испусканием фотонов внешнего электромагнитного поля. Их учет несколько изменяет выражение для вероятности ионизации в единицу времени. В частности, в случае  $F \gg F_c$  вместо (49) имеем [55]:

$$\tilde{w}_{nE} \approx \frac{1}{2\pi n^3} \frac{F_c}{F}. \quad (50)$$

Здесь введен фактор  $t_n = 2\pi n^3$  в соответствии с тем, что согласно (44) при  $F = F_c$  должно быть  $w_{nE} t_n = 1$ .

Данный подход имеет и ограничение сверху на напряженность поля  $F$ . Чтобы в соответствии с рис. 3 можно было говорить о ридберговских орбитах, на которые периодически возвращается электрон при испускании фотона внешнего поля, нужно, чтобы эти орбиты не слишком сильно искажались, т.е. чтобы не было явления дихотомии, когда атом приобретает вид "гантели". Как показано в начале этого раздела, для этого требуется, чтобы амплитуда осцилляций электрона  $a = F/\omega^2$  была мала по сравнению с размером кеплеровой орбиты  $n^2$ , т.е. при частоте  $\omega \sim 1/n^2$  мы имеем

$$F \ll \frac{1}{n^2}. \quad (51)$$

Неравенство (51) не противоречит тому, чтобы в соответствии с (47) поле могло быть сверхсильным:  $1/n^3 \ll F \ll 1/n^2$  при  $n \gg 1$ .

До сих пор мы обсуждали в рамках метода интерференционной стабилизации только мнимую часть энергии ионизируемого состояния, т.е. вероятность ионизации в единицу времени. Обратимся теперь к изменению вещественной части энергии ридберговского состояния в сверхсильном поле, т.е. к штарковскому сдвигу этого уровня. В работе [49] эта задача рассматривалась в модели двух соседних ридберговских уровней с глав-

ными квантовыми числами  $n$  и  $n + 1$  соответственно, связанными друг с другом внешним электромагнитным полем через однофотонные переходы в континуум и обратно (см. рис. 3). Было показано, что в сверхсильном поле появляется узкое квазиэнергетическое состояние (т.е. состояние системы "атом + поле"), находящееся точно посередине между невозмущенными ридберговскими состояниями, причем ширина этого состояния убывает с увеличением напряженности поля. Аналогичная картина имеет место и для случая большого числа эквидистантно расположенных ридберговских уровней [55]: узкие квазиэнергетические уровни в сверхсильном поле расположены точно посередине между невозмущенными ридберговскими уровнями.

Что касается величины критической напряженности в данной модели, то по поводу оценки (47) можно сделать следующее замечание. Указанная оценка была получена в предположении, что ионизация ридберговского атома имеет место приблизительно за один оборот электрона по кеплеровой орбите. Однако если оценивать ее, рассматривая ионизацию ридберговского состояния с данным значением  $n$  и малой величиной орбитального квантового числа  $l$ , не усредняя по  $l$ , что справедливо для сложных атомов, имеющих большую величину квантового дефекта, то следует воспользоваться результатами работы [56] для матричных элементов квазиклассических связанно-свободных переходов. Тогда в рамках данной модели интерференционной стабилизации критическое значение напряженности определяется из условия  $f = 1$ , где величина  $f$  дается выражением (41). Отсюда получаем [50]:

$$F_c = \omega^{5/3} \sim n^{-3,33}, \quad (52)$$

что близко к оценке (47), но несколько отличается от нее. Эта поправка не нарушает факт существования области сверхсильных полей, для которых данное рассмотрение справедливо (см. (51)).

Использование квазиклассических выражений для матричных элементов из работы [56], позволяющее перейти от (47) к (52), обосновано лишь для небольших величин орбитальных квантовых чисел исходного атомного состояния при выполнении неравенства  $(\omega^l)/3 \ll 1$ . Это ограничение имеет практическое значение, так как для излучения видимого диапазона частот оно приводит к неравенству  $l \lesssim 2$ , что является достаточно жестким ограничением. Численные расчеты показывают, что при увеличении  $l$  матричные элементы связанно-свободных переходов быстро убывают. Это обуславливает увеличение критической напряженности поля  $F_c$  для случая больших значений орбитального квантового числа  $l$ .

Другая, но результативно близкая постановка задачи [57] связана с построением волковской волновой функции для электрона на кеплеровой орбите, учитывающей кулоновский потенциал атомного остова в рамках квазиклассического приближения. Она основана на одном из результатов работы [58], который состоит в том, что квазиклассические матричные элементы связанно-связанных и связанно-свободных переходов между состояниями с малыми орбитальными квантовыми числами определяются областью с расстоянием электрона до атомного остова порядка  $r_q \sim n^{4/3}$ , т.е. малым расстоянием по сравнению с размером области  $n^2$  квазиклассического движения электрона в атоме. Вероятность ионизации, рассчитанная с такой волновой функцией, также

демонстрирует эффект стабилизации как функцию напряженности внешнего электромагнитного поля (см. [59]).

Приведенное выше рассмотрение предполагало, что какое-то ридберговское состояние является начальным состоянием задачи. Однако в действительности такое состояние возникает из основного состояния атома при воздействии электромагнитного поля. Так как это поле представляет собой лазерный импульс с определенным пространственно-временным распределением, то может возбуждаться не одно ридберговское состояние, а ридберговский волновой пакет. В работе [48] показано, что форма лазерного импульса весьма важна для определения распыления волнового пакета со временем. В работе [60] показано, что для длинного лазерного импульса  $t_l > 2\pi n^3$ , где  $n$  — главное квантовое число ридберговского состояния, процесс многофотонной ионизации из основного состояния через резонансы с ридберговскими состояниями с последующей однофотонной ионизацией сильно заторможен. Причиной этого является стабильность ридберговского волнового пакета к дальнейшей ионизации.

Аналитическое решение задачи об ионизации квазиконтинуума ридберговских состояний, резонансно возбуждаемых из основного состояния атома пробным полем, содержится в работах [61, 62]. Оно подтверждает наличие стабилизации атомной системы к ионизации, когда ионизационная ширина существенно превышает расстояние между соседними ридберговскими уровнями.

Подводя итог анализу рассмотренных выше работ по описанию стабилизации атомов в рамках интерференционной модели, отметим, что все они были основаны на полносном приближении для многофотонных матричных элементов связанно-свободных и свободно-свободных переходов (см. переход от (39) к (40)). Численные соображения, на которых оно основано, справедливы отнюдь не для всех матричных элементов. Поэтому проверка такого приближения была бы веским доказательством справедливости данной модели. Кроме того, требует более тщательного анализа исследование штарковских расщеплений ридберговских состояний с данным значением главного квантового числа  $n$  на компоненты с различными значениями орбитального квантового числа  $l$  и магнитного квантового числа  $m$  и возможности интерференционной стабилизации при взаимодействии компонент штарковского мультиплета через непрерывный спектр за счет процесса рамановского рассеяния внешнего электромагнитного поля. Это — достаточно сложная проблема, так как матричные элементы состояний с сильно отличающимися значениями магнитного квантового числа могут быть весьма малыми, либо ряд таких состояний может вообще не возбуждаться из-за правил отбора при заданной поляризации излучения. Поэтому, несмотря на заполнение энергетических интервалов между исходными состояниями с различными значениями  $n$  большим числом подсостояний с различными орбитальными и магнитными квантовыми числами, уширение этих подсостояний может отсутствовать, т.е. квазиконтинуум может не возникать. Таким образом, приведенный выше критерий (52), часто используемый для анализа возможности реализации интерференционной стабилизации атома, строго говоря, соответствует не реальной ситуации (ридберговские состояния штарковски расщеплены), а упрощенной

модели, не учитывающей расщепления. Увеличение частоты излучения также препятствует возникновению квазиконтинуума, уменьшая матричные элементы для многих переходов.

Что касается самого принципа интерференционной стабилизации, то он носит весьма общий характер и является следствием квантовой интерференции. Напротив, если имеется одно нижнее состояние и два близких друг к другу верхних состояния, то для каждого из двух переходов под действием монохроматического электромагнитного резонансного поля возникает два дипольных момента. Фазовое соотношение между двумя диполями зависит от расстроек резонансов. Если диполи имеют одинаковую амплитуду и находятся в противофазе друг к другу, то суммарный дипольный момент равен нулю.

## 6. Стабилизация классических систем

До сих пор речь шла о поведении квантовомеханических систем в сверхсильном электромагнитном поле. В этом разделе мы дадим обзор работ по динамике классических систем в таком поле. В определенном смысле такие системы могут соответствовать ридберговским состояниям атомов, рассмотренным в предыдущем разделе, хотя иногда квазиклассическое и классическое описания явлений расходятся друг с другом при больших временах из-за расщепления квантовомеханических волновых пакетов.

Разумеется, изучение стабилизации классических систем математически гораздо проще, чем квантовых: так как здесь требуется решать уравнение Ньютона во внешнем переменном поле вместо уравнения Шрёдингера. Для кулоновской задачи уравнение Ньютона имеет простой вид (далее полагаем  $e = m_e = 1$ ):

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = -\frac{\mathbf{r}}{r^3} + \mathbf{F} \cos(\omega t + \varphi). \quad (53)$$

Здесь для определенности взято поле линейной поляризации. Задаются также определенные начальные условия, скажем, при моменте времени  $t = 0$ , соответствующем начальной финитной орбите электрона.

Численное решение уравнения (53), изложенное в работах [63–65], демонстрирует наличие стабильных траекторий электрона в сверхсильном поле (рис. 13). Электрон осциллирует вокруг атомного ядра с частотой  $\omega$  и амплитудой  $a = F/\omega^2$  по нормали к плоскости орбиты, а также совершает искаженное кеплерово движение в плоскости сильно эксцентричной орбиты. Движение электрона остается финитным (это и означает стабилизацию), хотя энергия колебаний  $F^2/4\omega^2$  велика по сравнению с невозмущенной энергией связи электрона  $E_n = 1/2n^2$ .

Ионизация из таких траекторий имеет место только, когда электрон приблизится к ядру на малое расстояние  $r_0$ , такое, что кулоновская энергия  $1/r_0$  и энергия взаимодействия электрона с полем  $F r_0$  оказываются величинами одного порядка (см. (4)):

$$r_0 \sim F^{-1/2}. \quad (54)$$

Так как для сверхсильного поля с не слишком большой частотой  $F \gg 1/n^4$ , то  $r_0 \ll n^2$ , т.е. электрон должен приблизиться к ядру на расстояние, малое по сравнению

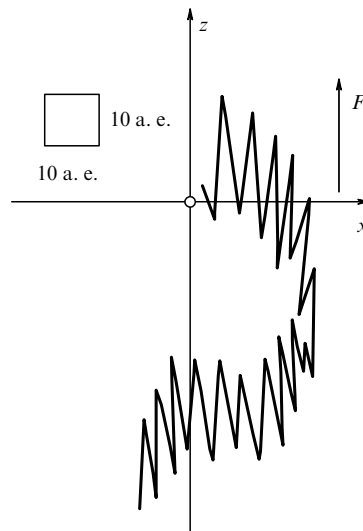


Рис. 13. Пример квазистабильной траектории для возбужденного состояния атома водорода с главным квантовым числом  $n = 3$ , возмущаемым полем с частотой  $\omega = 0,15$  а.е. и амплитудой напряженности  $F = 0,4$  а.е. (линейная поляризация вдоль оси  $Z$ ). Расчет [63]

с размером кеплеровой орбиты  $\sim n^2$ . Это оказывается довольно редким событием, так как, как правило, вследствие больших осцилляций в момент прохождения около ядра электрон оказывается далеко от него по нормали к плоскости орбиты из-за трехмерности его движения. Отсюда и проистекает стабилизация классической системы.

Из расчетов [63] следует, что стабилизация довольно сильно зависит от фазы  $\varphi$  поля в уравнении (53), соответствующей включению поля в начальный момент времени  $t = 0$ . В численных расчетах стабильные траектории обнаружены только при фазе  $\varphi \approx 0$ . При этом начальная скорость электрона согласно (53) равна нулю. Если  $\varphi \neq 0$ , то ненулевая начальная скорость индуцирует быстрый уход электрона на бесконечность, т.е. ионизацию атома. Другой способ устранить начальное движение электрона от ядра — использовать плавное включение сверхсильного поля. Однако в процессе включения тогда проходятся атомные значения напряженности поля, при которых вероятность ионизации велика. Поэтому фактически стабилизация может быть достигнута лишь при некоторой оптимизации параметров задачи.

В работе [66] исследовалась зависимость вероятности ионизации классического атома водорода от частоты электромагнитного поля при значениях напряженности поля до  $F = 5$  а.е. Найдено, что эффект стабилизации достигается лишь при высоких частотах  $\omega > 40$  а.е. Основной канал ионизации при сверхсильных полях с меньшими частотами соответствует направлениям вылета электрона, перпендикулярным направлению вектора поляризации электромагнитного поля.

Кулоновский потенциал, используемый выше в уравнении (53), имеет сингулярность в начале координат. Если устранить ее, сгладив потенциал вблизи начала координат, то атомный потенциал становится более прозрачным для электрона, и, следовательно, вероятность ионизации атома при одном и том же значении напряженности сверхсильного поля уменьшается. Это

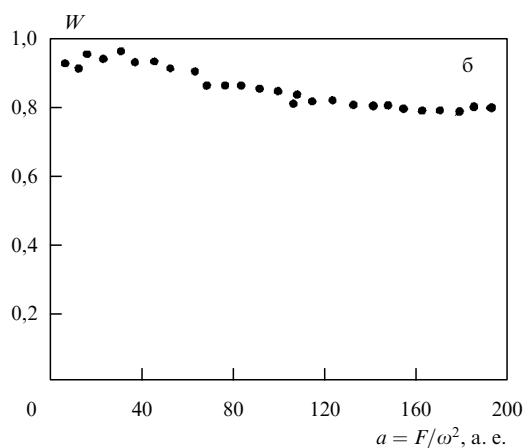
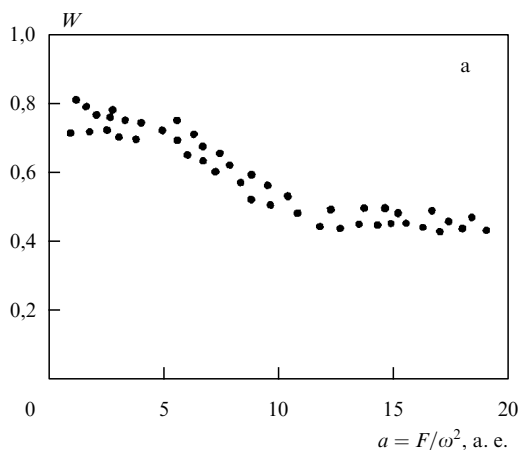
обусловлено тем, что взаимодействие электрона с ядром вблизи последнего ослабевает, а именно оно, как мы видели выше (см. (54)), приводит к вылету электрона на бесконечность в сверхсильном поле.

Численные расчеты работы [67] подтверждают изложенные соображения для одномерного сглаженного кулоновского потенциала в виде

$$V(x) = -(x_0^2 + x^2)^{-1/2}. \quad (55)$$

На рис. 14 представлена зависимость полной вероятности ионизации атома с потенциалом в форме (55) полем с частотой  $\omega = 0,8$  а.е. от амплитуды осцилляций электрона  $a = F/\omega^2$  для двух значений параметра  $x_0$ : (а)  $x_0 = 1$  и (б)  $x_0 = 0,1$ . Длительность импульса поля составляла 50 периодов поля. Из рис. 14 видно, что в первом случае эффект стабилизации выражен гораздо ярче, чем во втором (обратим внимание на различие масштабов по оси абсцисс в случаях (а) и (б)). И так, чем сингулярнее атомный потенциал, тем слабее эффект стабилизации в сверхсильном поле при остальных одинаковых параметрах задачи.

Обратимся теперь к исследованию зависимости эффекта стабилизации реального трехмерного атома



**Рис. 14.** Вероятность ионизации в одномерном кулоновском потенциале (55) как функция амплитуды осцилляций электрона в поле электромагнитной волны  $a = F/\omega^2$  согласно расчетам [67]. Частота поля взята равной  $\omega = 0,8$  а.е.; параметр сглаживания потенциала (55)  $x_0$  равен 1 в случае (а) и 0,1 в случае (б)

водорода от орбитального квантового числа  $l$  начального состояния, т.е. от эксцентриситета кеплеровой орбиты. Естественно ожидать, что при прочих равных условиях круговые орбиты труднее ионизовать, чем остальные, так как электрон редко подходит к началу координат (ядру) и значения координат (54) реализуются редко. Эти соображения были подтверждены численными расчетами работы [68]. В частности, в случае поля  $\text{CO}_2$ -лазера и ридберговских состояний с  $n = 50$  и  $l = 30$  даже при значении напряженности поля  $F = 3 \times 10^4/n^4 = 2,5 \times 10^7$  В см<sup>-1</sup> ионизация практически отсутствует в течение 5000 периодов поля. Однако эти результаты относятся только к состояниям с  $m = 0$  (проекция орбитального момента на направление поляризации поля равна нулю). Собственно говоря, стабилизации в принятом выше смысле слова в данном случае нет: вероятность ионизации равна нулю до некоторой критической напряженности поля  $F_c$  и равна единице выше нее. Интересно, что величина этой критической напряженности в десятки тысяч раз превышает значения атомной напряженности.

Если же  $m \neq 0$ , то столкновения электрона с ядром можно избежать легче, чем в случае  $m = 0$ , так как при  $m = 0$  осцилляции электрона в поле электромагнитной волны имеют место в плоскости невозмущенной кеплеровой орбиты (речь идет о поле линейной поляризации). Поэтому неудивительно, что в случае  $m \neq 0$  в работе [69] показано, что вероятность ионизации уменьшается при увеличении напряженности линейно поляризованного поля, т.е. имеет место эффект стабилизации. Конечно, это имеет место при напряженности поля, значительно превышающей те напряженности, при которых реализуется механизм диффузионной ионизации атомов [70]. Масштаб напряженности для классической диффузии электрона по кеплеровым орбитам дается соотношением

$$F_D = \frac{1}{50n^4(\omega n^3)^{1/3}}. \quad (56)$$

Видно, что из-за большого численного фактора в знаменателе этой формулы значение напряженности существенно меньше оценок для критической напряженности, фигурировавших выше.

Классические расчеты с другими потенциалами подтверждают общие заключения, сделанные выше. Так, в работе [71] использовался потенциал в виде

$$U(x_1, x_2) = -2(x_1^2 + 1)^{-1/2} - 2(x_2^2 + 1)^{-1/2} + ((x_1 - x_2)^2 + 1)^{-1/2}, \quad (57)$$

соответствующий классическому одномерному атому гелия со сглаженным кулоновским взаимодействием. Расчеты проводились в приближении Крамерса-Хеннеберга (см. раздел 4). Этот метод может быть использован не только для решения уравнения Шрёдингера, как это было сделано выше, но и для решения уравнения Ньютона. В сверхсильном поле здесь также имеет место явление дихотомии. Из расчетов работы [71] следует, что в сверхсильном поле высокой частоты  $\omega$  наблюдается двухэлектронная стабилизация, причем электроны располагаются на противоположных сторонах от атомного ядра. Аналогичный вывод был сделан также и в трехмерном случае. Эффект стабилизации имеет место при интенсивностях выше  $10^{18}$  Вт см<sup>-2</sup> при частоте



$\omega = 4, 5$  а.е. Показано также, что электроны в условиях стабилизации располагаются в точках классической остановки  $a = \pm F/\omega^2$ , причем даже в трехмерном случае их движение является фактически квазиодномерным — в направлении вектора поляризации внешнего электромагнитного поля.

В целом из анализа цитированных выше работ можно сделать вывод, что эффект стабилизации имеет место не только в квантовой механике, но и в рамках классической механики. Близкими оказываются и зависимости скорости ионизации от параметров невозмущенной орбиты (энергия электрона, момент его количества движения и проекция этого момента на направление поляризации поля). Конечно, в классической механике речь идет о выходе электронов за импульс лазерного излучения и нет понятия вероятности ионизации в единицу времени, как в квантовой механике. Кроме того, в классических расчетах более отчетливо видна необходимость сглаживания кулоновского потенциала в начале координат, чтобы избежать математических трудностей с бесконечными величинами.

## 7. Эксперименты по стабилизации атомов

Прежде чем начать изложение экспериментальных данных, необходимо сделать ряд предварительных замечаний.

Первое, что необходимо отметить — современное развитие лазерной техники не позволяет в настоящее время проводить эксперименты по стабилизации атомов, находящихся в основном состоянии. Действительно, согласно основным предсказаниям теории, изложенным выше, для возникновения эффекта стабилизации атома, находящегося в основном состоянии, необходимо использовать ультрафиолетовое излучение ( $\omega > E_0$ ) с критической интенсивностью, большей атомной интенсивности ( $I_c \gg I_a$ ). Кроме того, для успешного преодоления "долины смерти" на фронте лазерного импульса при  $I \sim I_a$  длительность фронта  $t_f$  должна быть порядка атомного времени ( $t_f \sim 10^{-16}$  с). Лишь при  $t_f < t_a$  значительная доля атомов, находящихся в исходном состоянии, не будет ионизована на фронте импульса за время порядка  $t_a$  при  $I \sim I_a$  и останется в исходном состоянии до максимума импульса, где при  $I_c \gg I_a$  следует ожидать возникновения эффекта стабилизации. Удовлетворить этим требованиям одновременно пока невозможно. При этом, если следует ожидать, что прогресс в лазерной технике позволит выполнить первые два требования в ближайшее время, то третье требование представляется недостижимым, даже принимая во внимание недавно разработанный метод управления формой временно́го распределения излучения путем подбора специальной формы спектрального распределения.

Поэтому все эксперименты в настоящее время проводятся с возбужденными состояниями атомов. Для возбужденных состояний все три условия, указанные выше, остаются в силе, однако численно они являются гораздо более мягкими. Так, условие открытого канала фотоионизации  $\omega > E_n$  может быть выполнено не только при использовании излучения видимого диапазона, но даже излучения инфракрасного диапазона (в случае высоковозбужденных, ридберговских атомов). Для высоковозбужденных состояний критическое значение интенсивности излучения гораздо меньше атомной

интенсивности,  $I_c \ll I_a$ . Резкая зависимость атомного времени от главного квантового числа  $n$  ( $t_{an} = n^3 t_a$ ) позволяет при больших значениях  $n$  эффективно преодолеть "долину смерти", используя ультракороткие длительности лазерных импульсов, имеющие длительность фронта, лежащую в пикосекундном и фемтосекундном диапазонах.

Второе, что необходимо отметить — к моменту написания обзора (лето 1995 г.) не опубликовано ни одного эксперимента, результаты которого не только однозначно подтвердили бы существование эффекта стабилизации, но давали бы и достаточно полную картину этого эффекта. Результаты различных экспериментов, которые будут обсуждаться ниже, лишь согласуются в той или иной мере с предсказаниями теории, оставляя целый ряд вопросов без ответа.

Третье, что необходимо иметь в виду — в условиях проведения экспериментов по наблюдению эффекта стабилизации возбужденных атомов могут возникать и другие эффекты, также приводящие к подавлению фотоионизации, но не имеющие отношения к эффекту стабилизации. При исследовании эффекта стабилизации эти эффекты необходимо принимать во внимание и четко выделять. В ряде случаев они определяют оптимальную постановку опыта, направленного на наблюдение эффекта стабилизации. Однако сами по себе эти эффекты подавления ионизации представляют очевидный интерес для физики взаимодействия интенсивного когерентного излучения с атомами. Для таких эффектов мы будем ниже использовать термин "эффекты подавления ионизации".

Наконец, надо понимать, что при любой постановке эксперимента можно измерить лишь суммарный выход процесса фотоионизации, возникающий в результате воздействия на мишень импульса лазерного излучения, имеющего фиксированное неоднородное пространственно-временное распределение. В таких условиях получить данные о вероятности фотоионизации в единицу времени можно лишь путем измерения и учета пространственно-временного распределения излучения. Влияние неоднородности пространственно-временного распределения излучения можно уменьшить различными методами. Однако все же в результате распределение всегда остается неоднородным. Помимо этого необходимо учитывать различные явления, обусловленные конечной длительностью импульса. В качестве одного примера можно указать на тот случай, когда длительность импульса сравнима по величине с кеплеровым периодом обращения ридберговского электрона вокруг атомного ядра. Такая ситуация имеет место при пико- и фемтосекундной длительности импульса и ридберговском состоянии атома с главным квантовым числом  $n \gg 1$  (влияние длительности импульса будет обсуждаться ниже). В качестве другого примера можно указать на необходимость преодоления "долины смерти" на фронте импульса. Такая ситуация возникает в том случае, если необходимо наблюдать фотоионизацию при атомной напряженности поля, реализуемой в максимуме импульса: необходимо, чтобы на фронте импульса, в интервале времени, когда  $F \sim F_a$ , — т.е. в "долине смерти", — была бы ионизована лишь малая доля атомов. Эффективное преодоление "долины смерти", очевидно, возможно только в таких условиях, когда длительность фронта импульса порядка (или меньше)

кеплерова периода, т.е. практически лишь для ридберговских состояний атомов.

Переходя к изложению экспериментальных данных, мы положим в основу их анализа различные конкретные постановки эксперимента. Первое, на чем необходимо остановиться, — это некоторые эффекты, приводящие к подавлению фотоионизации, но не связанные с эффектом стабилизации.

### 7.1. Эффекты подавления фотоионизации

Можно указать на ряд эффектов, приводящих к подавлению фотоионизации, в основе которых не лежит эффект стабилизации атома. Эти эффекты подавления фотоионизации обусловлены вполне определенной постановкой эксперимента. Сами по себе они представляют очевидный интерес. Что касается исследований эффекта стабилизации атома, то эти эффекты подавления фотоионизации указывают на те начальные условия, которые препятствуют проведению оптимальных экспериментов по стабилизации атома.

Один из эффектов, приводящих к подавлению фотоионизации, наглядно виден в простой модели классического электрона, вращающегося вокруг ядра по кеплеровой орбите. Если орбита электрона представляет собой эллипс со значительным эксцентриситетом, то поглощение фотона и отрыв электрона может происходить только в те моменты времени, когда электрон, двигаясь по орбите, находится вблизи ядра. Если длительность лазерного импульса  $t_l$  излучения, производящего фотоионизацию, меньше кеплерова периода обращения электрона вокруг ядра, то процесс фотоионизации будет подавлен, так как за время действия излучения электрон может не оказаться вблизи ядра.

На практике такой эффект подавления фотоионизации может возникать лишь при фотоионизации из возбужденных состояний, для которых кеплеров период обращения  $t_{an} = n^3 t_a$ , где  $n$  — главное квантовое число, может быть больше длительности лазерного импульса  $t_l$ . Видно, что уже при  $n = 10$  величина  $t_{an} = 10^{-13}$  с, что сравнимо с длительностью ультракороткого лазерного импульса.

Такой эффект наблюдался в работе [72], посвященной исследованию процесса фотоионизации из высоковозбужденных состояний атома бария. Состояние  $27d$  возбуждалось стандартным двухступенчатым методом из основного состояния излучением двух лазеров на красителе. Для состояния  $27d$  кеплеров период обращения  $t_{a27} = 2$  пс. Из этого возбужденного состояния атом фотоионизовался излучением с длительностью импульса  $t_l$ , которая могла изменяться от 2,7 до 0,3 пс. Результат этого эксперимента показан на рис. 15. Видно, что можно выделить три области, в которых зависимость выхода фотоионизации от длительности импульса различны. При  $t_l > t_{a27}$  выход не зависит от длительности импульса, при  $t_l < t_{a27}$  выход уменьшается при уменьшении длительности импульса, а при экстремально коротких длительностях импульса выход становится приблизительно пропорциональным длительности импульса. Авторы работы [72] интерпретируют полученные результаты на классическом языке (как вероятность наличия электрона вблизи атомного остова во время действия лазерного импульса).

Таким образом, этот эксперимент демонстрирует подавление фотоионизации при длительности импуль-

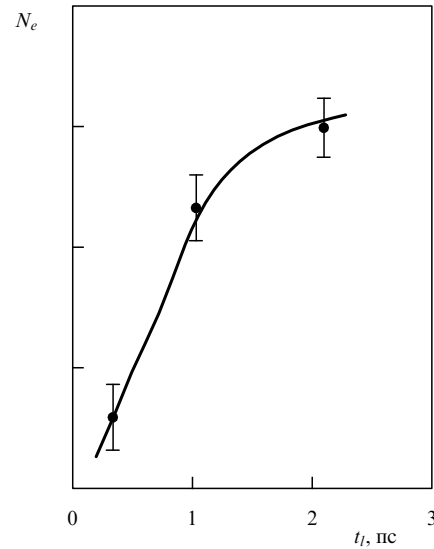


Рис. 15. Зависимость выхода фотоэлектронов  $N_e$  из состояния  $27d$  атома бария от длительности лазерного импульса  $t_l$  в эксперименте [72]

са, меньшей кеплерова периода обращения электрона вокруг атомного остова.

Другой эффект, приводящий к подавлению фотоионизации, возникает в том случае, когда первоначально возбуждается состояние с большим значением главного квантового числа  $n \gg 1$  и значением орбитального квантового числа  $l \sim 1$ . Это результат стандартного метода каскадного (ступенчатого) возбуждения линейно-поляризованным излучением нескольких лазеров на красителе. При включении сильного внешнего высокочастотного ( $\omega > E_n$ ) ионизирующего поля исходное состояние с  $n \gg 1$  и  $l \sim 1$  расщепляется на  $n - 1$  компонент с различными значениями  $l$  от 0 до  $n - 1$  (см., например, [15]). Расщепление носит квадратичный по напряженности поля характер. Величина расщепления описывается в рамках теории возмущений соотношением, полученным в работе [73] (см. также [74]). Из этого соотношения следует, что величина расщепления зависит от всех квантовых чисел, характеризующих исходное состояние, а также от частоты и напряженности поля. В поле лазерного излучения совокупность расщепленных состояний образует волновой пакет. Динамика этого волнового пакета состоит в его осцилляции вокруг атомного остова с периодом, определяемым величиной расщепления  $t_{osc} = 2\pi/\Delta_p$  и расплыванием за время, определяемое степенью монохроматичности лазерного излучения. Если длительность импульса ионизирующего лазерного излучения меньше длительности периода осцилляции волнового пакета, то выход фотоэлектронов будет подавлен, так как за время действия лазерного импульса вблизи атомного остова может не оказаться состояний с малой величиной орбитального квантового числа  $l$ . Как известно, вероятность фотоионизации из состояний с большим значением  $l$  подавлена по сравнению с вероятностью фотоионизации из состояний с малой величиной  $l$ : в первом случае свободный электрон должен иметь большой импульс. Модельный эксперимент [75], в котором осуществлялось расщепление ридберговских уровней в постоянном электрическом поле, дал результаты,

хорошо согласующиеся с изложенными выше модельными представлениями.

Подавление фотоионизации из-за расщепления возбужденных атомных уровней на компоненты в постоянном электрическом поле наблюдалось в эксперименте, изложенном в работе [76], где исследовался процесс фотоионизации из высоковозбужденных состояний атома бария. Исследовались состояния с  $n = 25$  и  $n = 35$ , находящиеся в постоянном поле с напряженностью около  $U_1 = 250 \text{ В см}^{-1}$  и сильном поле лазерного излучения с частотой  $\omega > E_{35}, E_{25}$  (рис. 16).

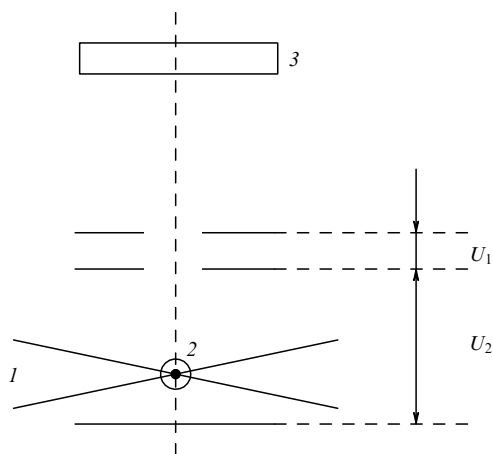


Рис. 16. Схема установки в эксперименте [76]: 1 — сфокусированное лазерное излучение; 2 — атомарный пучок, ось которого перпендикулярна плоскости рисунка; 3 — детектор ионов.  $U_1$  и  $U_2$  — постоянные напряжения

Ионы  $\text{Ba}^{+*}$ , образованные в результате однофотонной ионизации возбужденных атомов бария лазерным излучением, ускорялись под действием постоянного поля с напряженностью около  $250 \text{ В см}^{-1}$  и регистрировались микроканальным детектором. Возбужденные атомы бария, оставшиеся в области взаимодействия лазерного излучения с атомами бария в основном состоянии, после окончания импульса излучения дрейфовали в участок пространства с напряжением около  $U_2 = 400 \text{ В см}^{-1}$ , где ионизовались под действием этого постоянного поля. Эти ионы достигали детектор в другое время, чем ионы  $\text{Ba}^+$ , образованные в результате однофотонной ионизации. Число этих ионов дает информацию об остаточной заселенности в возбужденных атомах бария после окончания лазерного импульса.

Результат эксперимента состоит в том, что наблюдалось примерно на порядок меньшее число ионов, образующихся из состояния с  $n = 25$ , по сравнению с состоянием с  $n = 35$ . Это означает, что остаточная заселенность состояния с  $n = 35$  доминирует, а фотоионизация подавлена.

Авторы работы [76] интерпретируют эти результаты следующим образом. Они оценивают величину расщепления на компоненты с различными значениями орбитального квантового числа  $l$  как  $\Delta_p \sim n^{-4}$ , так как значение напряженности  $U_1 = 250 \text{ В см}^{-1}$  близко к оценке  $n^{-5}$ , при которой крайние компоненты мультиплетов для соседних уровней с различными значениями  $n$  квазипересекаются. Соответственно, оценка периода осцилляции волновых пакетов  $t_{\text{osc}} \sim 1/\Delta_p \sim n^4$  дала

величины 60 пс для  $n = 25$  и 230 пс для  $n = 35$ . Так как длительность импульса лазерного излучения была 70 пс, то во втором случае  $t_1 \ll t_{\text{osc}}$  и следовало ожидать подавления фотоионизации, что и наблюдалось экспериментально.

Для постановки опытов, свободных от эффекта расщепления ридберговских состояний, необходимо использовать метод предварительного возбуждения в так называемые циркулярные состояния, имеющие при заданном главном квантовом числе  $n$  максимально большое значение орбитального квантового числа  $l = n - 1$ . При этом очевидно, что магнитное квантовое число имеет ту же величину  $m = l$ . Известны различные способы возбуждения в такие состояния [77–79], из которых наиболее прост процесс многофотонного возбуждения циркулярно поляризованным излучением [77]. Однако при использовании этого метода величины  $n$  (и соответственно  $l$ ) ограничены относительно небольшими значениями, так как при большой степени многофотонности для высокой эффективности возбуждения необходима большая интенсивность излучения со всеми вытекающими последствиями.

## 7.2. Эффект стабилизации атома при многофотонной резонансной ионизации из основного состояния атома

Эффект стабилизации возбужденного атома в сильном поле лазерного излучения может реализоваться не только в такой постановке опыта, когда для возбуждения атома используется вспомогательное слабое лазерное излучение. Эффект стабилизации может возникать и при наличии одного сильного поля, под действием которого происходит многофотонная резонансная ионизация из основного состояния атома. Так как даже в случае стабилизации возбужденных атомов речь идет о большой интенсивности излучения, то постановка таких экспериментов не связана с подбором частоты излучения для многофотонного возбуждения атома. В сильном внешнем поле всегда велик динамический эффект Штарка [80], расстраивающий резонанс, соответствующий отсутствию внешнего поля и обуславливающий возникновение множества динамических резонансов по мере увеличения и уменьшения напряженности поля излучения на фронте и на спаде лазерного импульса, соответственно. Возникновение таких динамических резонансов наблюдалось уже неоднократно во многих экспериментах по многофотонной ионизации атомов из основного состояния в виде резонансных максимумов в энергетическом спектре образующихся электронов (см., например, [80, 81]). При этом удается идентифицировать отдельные максимумы с конкретными возбужденными состояниями атома. Однако до последнего времени никогда не предполагалось, что возникновение динамических многофотонных резонансов может привести не только к многофотонной резонансной ионизации атома, но и к многофотонному возбуждению атома, т.е. к такому процессу, когда атом с определенной вероятностью может остаться в возбужденном состоянии после окончания импульса лазерного излучения. Последнее предположение не представлялось реалистичным, во всяком случае, при многофотонной ионизации атомов инертных газов излучением видимого и инфракрасного диапазонов частот, когда степень многофотонности этих процессов весьма велика ( $K = 10$ ). Они наблюда-

лись лишь в весьма сильном поле с напряженностью порядка  $(10^{-2} - 10^{-1})F_a$ , а для возбуждения даже в нижние возбужденные состояния необходимо поглощение примерно того же числа фотонов. Лишь недавний эксперимент [82] неожиданно показал, что при многофотонной ионизации из основных состояний атомов в сильном поле может возникать остаточная заселенность возбужденных состояний.

В этом эксперименте использовалось два поля лазерного излучения. Первое — сильное поле, в котором осуществлялся семифотонный процесс ионизации атома ксенона ( $\omega = 2 \text{ эВ}$ ,  $I = 10^{13} \text{ Вт см}^{-2}$ ,  $t_l = 100 \text{ фс}$ ). Второе — пробное поле (слабое), включавшееся с задержкой после окончания импульса сильного ионизирующего поля. Пробное поле характеризуется следующими параметрами:  $\omega = 2 \text{ эВ}$ ,  $I = 10^{11} \text{ Вт см}^{-2}$ ,  $t_l = 5 \text{ нс}$ . Регистрировались электроны, образующиеся как под действием одного сильного поля, так и под действием обоих полей. Электроны, образующиеся под действием слабого поля, выделялись в виде разностного эффекта. Одновременно проводилось измерение энергий образующихся электронов, что служило независимым методом выделения электронов, образующихся под действием пробного поля. Было обнаружено большое число электронов, образующихся под действием пробного поля, т.е. в результате ионизации возбужденных атомов. В энергетическом спектре электронов наблюдались узкие максимумы, которые четко идентифицировались как обусловленные возбужденными состояниями  $4f$ ,  $5f$  и  $6f$ . Результаты эксперимента показали, что после окончания импульса сильного поля 11 % атомов остается в возбужденном состоянии  $4f$ , 25 % — в  $5f$  и 56 % — в  $6f$ .

Возникает вопрос, какова физическая причина возникновения остаточной заселенности в возбужденных состояниях при многофотонной ионизации атомов ксенона из основного состояния? Результаты эксперимента и простые оценки показывают, что эффект стабилизации в данном случае роли не играет. Действительно, из приведенных данных о параметрах, характеризующих излучение мощного лазера, легко оценить, что амплитуда колебаний свободного электрона  $a \sim r_a$ , так что необходимое условие для адиабатической стабилизации  $a \gg r_{a5} \approx 10^2 r_a$  (см. раздел 3) не выполняется. Что касается интерференционной стабилизации, то условие  $F \gg F_c$ , где  $F_c = \omega^{5/3}$ , также не реализуется. Кроме того, наблюдение узких резонансных максимумов в спектре электронов (рис. 17) прямо показывает, что не возникает квазиконтинуума из возбужденных состояний с главным квантовым числом  $n = 5$ . Таким образом, очевидно, что интерференционная стабилизация также не имеет места.

Остаточная заселенность возникает, очевидно, из-за ультракороткой длительности ( $t_l = 100 \text{ фс}$ ) импульса излучения мощного ионизирующего лазера. Оценки показывают, что ионизационное время жизни возбужденных состояний атома ксенона в сильном поле ионизирующего лазера составляет величину порядка  $t_i = 10^{-13} \text{ с}$ , равную длительности импульса излучения ионизирующего лазера. Ясно, что для полной ионизации из возбужденных состояний требуется выполнение условия  $t_l \gg t_i$ , а при  $t_l \sim t_i$  значительная часть возбужденных атомов должна оставаться еще неионизованной. Это еще один пример эффекта подавления фотоионизации, не связанного с эффектом стабилизации.

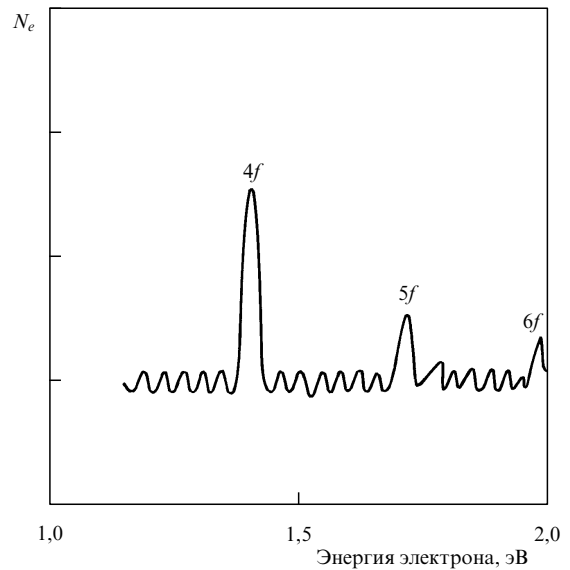


Рис. 17. Энергетический спектр электронов, образующихся при фотоионизации пробным излучением возбужденных атомов ксенона согласно экспериментальным данным [82]

Однако в одном из последующих экспериментов [83] остаточная заселенность при многофотонной ионизации атома криптона из основного состояния наблюдалась в таких условиях, когда, с одной стороны, ее существование не могло быть обусловлено малой длительностью лазерного импульса, а с другой стороны, могло быть вызвано эффектом интерференционной стабилизации. Кроме того, приводятся экспериментальные данные, прямо указывающие на наличие эффекта стабилизации.

В эксперименте [83] сильное ионизирующее поле лазерного излучения осуществлялось на частоте  $\omega = 1,5 \text{ эВ}$ , при длительности импульса  $t_l = 100 \text{ фс}$  и при максимальной интенсивности  $I = 5 \times 10^{15} \text{ Вт см}^{-2}$  (что соответствует напряженности поля  $F = 2 \times 10^9 \text{ В см}^{-1} \approx 0,5 F_a$ ). Ионы, образованные в области фокусировки лазерного излучения, ускорялись импульсом постоянного электрического поля  $100 \text{ В см}^{-1}$  и направлялись на детектор. После окончания этого импульса к области образования ионов прикладывалось импульсное электрическое поле с напряженностью в несколько тысяч вольт на сантиметр. Это постоянное поле было достаточно для ионизации возбужденных атомов в состояниях с главным квантовым числом  $n \geq 14$ . Изменяя напряженность этого поля, можно было осуществлять условия для ионизации возбужденных атомов в состояниях от  $n = 50$  до указанной выше величины. Ионы, возникающие под действием лазерного импульса и постоянного электрического поля, достигали детектора в различные моменты времени. Факт наблюдения ионов, образованных под действием постоянного поля, указывал на наличие остаточной заселенности после импульса лазерного излучения.

Результаты этого эксперимента показывают, что наблюдается около 1 % атомов, остающихся после окончания лазерного импульса в возбужденных состояниях с главными квантовыми числами  $n \geq 14$ .

Обратимся к интерпретации результатов этого эксперимента.

Первое, что необходимо отметить — в условиях проведения этого эксперимента наличие остаточной заселенности нельзя объяснить за счет малой длительно-

сти лазерного импульса. Действительно, при максимальной величине напряженности поля, указанной выше, любые оценки ионизационного времени жизни возбужденных атомов, имеющих главные квантовые числа от 14 до 50, дают значения  $t_i \ll t_l$ .

Второй вывод состоит в том, что остаточная заселенность возбужденных состояний может быть обусловлена эффектом стабилизации атома. При этом речь идет не об адиабатической стабилизации. Оценки показывают, что даже при максимальной напряженности поля в импульсе лазерного излучения амплитуда колебаний свободного электрона  $a = F/\omega^2$  лишь порядка размера орбиты возбужденного состояния  $r_{an} = n^2 r_a$  при  $n \geq 14$ . Таким образом, условие возникновения адиабатической стабилизации не выполняется (оно требует неравенства  $a > r_{an}$ ). С другой стороны, напряженность поля лазерного излучения гораздо больше критической напряженности для возникновения интерференционной стабилизации  $F_c = 0,005F_a$ . Однако основной аргумент в пользу интерференционной стабилизации заключается в зависимости числа возбужденных атомов от напряженности поля излучения (рис. 18). Из этих данных видно, что изменение интенсивности излучения в четыре раза практически не изменяет числа возбужденных атомов. Такая зависимость типична для эффекта стабилизации. Наблюдаемое в этом эксперименте уменьшение числа возбужденных атомов при уширении спектра лазерного излучения (т.е. уменьшении длительности импульса излучения), очевидно, обусловлено подавлением фотоионизации в условиях, когда  $t_l < t_{an}$ , где  $t_{an}$  — кеплеров период обращения электрона в возбужденном состоянии (для  $n = 14$  величина  $t_{an}$  порядка  $10^{-12}$  с). Об этом эффекте уже шла речь выше (см. раздел 2).

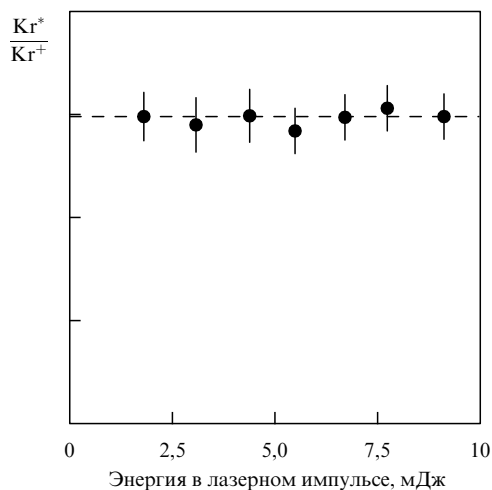


Рис. 18. Отношение числа возбужденных атомов криптона  $Kг^*$  к числу ионов криптона  $Kг^+$  в зависимости от энергии в импульсе лазерного излучения согласно экспериментальным данным [83]

Таким образом, результаты эксперимента [83] в целом, с нашей точки зрения, согласуются с результатами теоретического предсказания эффекта интерференционной стабилизации атомов (см. раздел 5). Нам неясно, почему авторы работы [83] не рассмотрели возможность интерпретации своих результатов с точки зрения эффекта интерференционной стабилизации.

### 7.3. Эффект стабилизации при фотоионизации из высоковозбужденных состояний

В основе рассмотренной в разделе 5 модели процесса интерференционной стабилизации при фотоионизации из высоковозбужденных состояний атомов лежит предположение о возникновении в сильном внешнем поле процесса последовательного поглощения и испускания фотонов атомным электроном. Этот многофотонный процесс носит рамановский характер и может возникать в том случае, когда из-за ионизационного уширения атомных уровней исходный дискретный спектр превращается в квазиконтинуум. При этом оказывается, что интерференция процессов переизлучения носит деструктивный характер, что и приводит к подавлению фотоионизации из этих состояний, т.е. к так называемой интерференционной стабилизации атома. Так как в высокочастотном ( $\hbar\omega > E_n$ ) внешнем поле ридберговские состояния, имеющие первоначально фиксированное главное квантовое число  $n$ , расщепляются на компоненты, имеющие различные орбитальные квантовые числа  $l$  (см., например, [15]), то расщепление, в свою очередь, в определенных условиях может приводить к подавлению фотоионизации.

К моменту написания данного обзора опубликованы три экспериментальные работы, относящиеся к обсуждаемому вопросу об интерференционной стабилизации.

Эксперимент, доложенный в [84], посвящен фотоионизации из высоковозбужденного состояния  $6s26d$  атома бария излучением с частотой  $\omega = 2$  эВ при длительности импульса  $t_l = 100$  фс и максимальной интенсивности излучения  $I = 4 \times 10^{12}$  Вт см $^{-2}$ . Первый результат (рис. 19) состоит в том, что при наличии сильного поля наблюдается фотоионизация не только из исходного состояния  $26d$ , но также и из ряда соседних состояний вплоть до  $31d$ . Этот результат интерпретируется как перераспределение исходной заселенности в состоянии  $26d$  по соседним ридберговским состояниям за счет рамановских переходов. Отметим, что в условиях проведения этого эксперимента ширина спектра лазер-

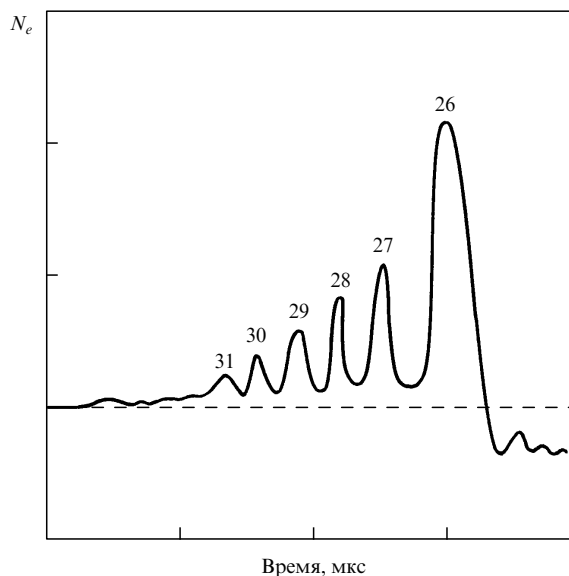


Рис. 19. Спектр электронов, образующихся из исходного состояния  $26d$  атома бария при фотоионизации в сильном поле лазерного излучения согласно экспериментальным данным [84]

ного излучения была порядка расстояния между заселяемыми уровнями в спектре атома. Вторым результатом, полученный в этом эксперименте, позволяет утверждать, что рамановские переходы происходят через непрерывный спектр, а не через спектр связанных состояний (рис. 20). Этот вывод следует из того экспериментального факта, что число перезаселенных состояний не зависит от частоты лазерного излучения, которая изменялась на величину около  $300 \text{ см}^{-1}$ , что на порядок величины превышает расстояние между соседними возбужденными состояниями. Очевидно, что изменение частоты излучения изменяет расстройки квазирезонансов в спектре связанных состояний и тем самым должно влиять на вероятность перезаселения возбужденных состояний.

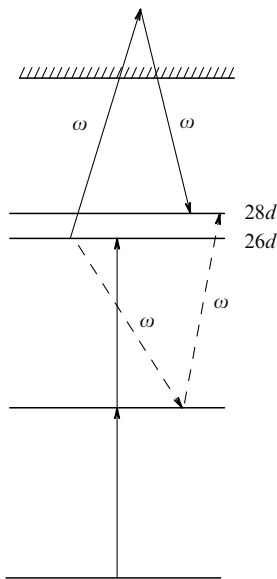


Рис. 20. Схема двух возможных каналов рамановских двухфотонных переходов: через непрерывный спектр (—) и через спектр связанных состояний (- - -) [84]

В целом результаты этого эксперимента непосредственно демонстрируют процесс взаимосвязи высоковозбужденных состояний за счет рамановских переходов через непрерывный спектр. Детальное теоретическое рассмотрение такого процесса проведено в работе [62].

Эксперимент [76] уже обсуждался выше как пример подавления фотоионизации за счет расщепления высоковозбужденных состояний на компоненты с различными орбитальными квантовыми числами  $l$ . Обратимся снова к этому эксперименту и посмотрим на его результаты с точки зрения эффекта стабилизации атома. Как уже говорилось выше, основным результатом этого эксперимента состоит в том, что при фотоионизации из компонент с различными орбитальными квантовыми числами  $l$  высоковозбужденных состояний с  $n = 25$  и  $n = 35$  атома бария наблюдалась остаточная заселенность этих состояний после окончания лазерного импульса, причем она была примерно на порядок величины больше для состояний с  $n = 35$ . Интерпретация этих данных была приведена выше. Она не связана с возникновением эффекта стабилизации атома. Между тем, для частоты излучения  $\omega = 3,5 \text{ эВ}$ , использованной в этом экспери-

менте, критическая напряженность поля излучения для возникновения квазиконтинуума в области высоковозбужденных состояний с фиксированным значением  $n$  равна

$$F_c = \omega^{5/3} = 3 \times 10^{-2} F_a = 1,5 \times 10^8 \text{ В с}^{-1},$$

чему соответствует интенсивность излучения  $I = 2 \times 10^{13} \text{ Вт см}^{-2}$ . Максимальная интенсивность, реализованная в эксперименте, была около  $10^{14} \text{ Вт см}^{-2}$ . Таким образом, условия для возникновения интерференционной стабилизации выполнялись. Однако на самом деле каждое состояние с фиксированным значением  $n$  расщеплялось в постоянном поле на компоненты с различными значениями  $l$ . Соответственно, критическая напряженность для возникновения квазиконтинуума в данном случае могла быть меньше указанной выше величины. Это подтверждает вывод о выполнении необходимых условий для реализации эффекта интерференционной стабилизации. Отметим также, что к цифре  $10^{14} \text{ Вт см}^{-2}$  надо относиться критически, так как авторы этой работы приводят ее как результат оценок, а не точных измерений.

Возникает очевидный вопрос — согласуются ли результаты этого эксперимента с предположением о возникновении эффекта стабилизации?

Один результат, о котором уже шла речь выше (раздел 7.1) — большее (на порядок) количество атомов, остающихся в возбужденном состоянии после окончания лазерного импульса при начальном состоянии с главным квантовым числом  $n = 35$  по сравнению с  $n = 25$ . В рамках теории интерференционной стабилизации такое различие не находит объяснения, так как в обоих случаях выполняется основное условие  $F > F_c$ .

Второй результат — дискретный характер зависимости выхода ионов  $\text{Ba}^+$  и  $\text{Ba}^{*+}$  от частоты излучения (рис. 21). Здесь  $\text{Ba}^{*+}$  обозначает ион бария, образованный из возбужденного состояния атома бария. На обеих зависимостях видна как более редкая структура, соответствующая ионизации из группы состояний, имеющих фиксированное значение  $n$  и различные значения  $l$ , так и

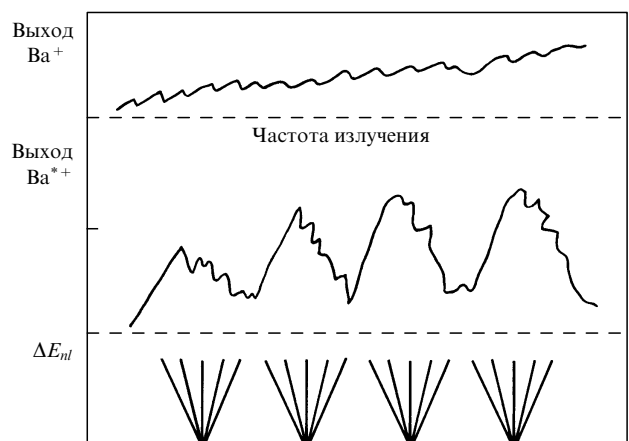


Рис. 21. Зависимость выхода ионов  $\text{Ba}^+$  (ионы, образованные из основного состояния) и  $\text{Ba}^{*+}$  (ионы, образованные из возбужденного состояния) от частоты излучения [76]. Внизу: расщепление энергий высоковозбужденных состояний с фиксированными значениями главного квантового числа  $n$  на компоненты с различными значениями орбитального квантового числа  $l$  (расчет)

более частая структура, примерно соответствующая ионизации из отдельных состояний с фиксированными  $n$  и  $l$ . Наблюдение такой структуры указывает на отсутствие фотоионизационного континуума как для состояний с различными значениями  $l$ , так и для состояний с фиксированными значениями  $n$  и  $l$ . Между тем, возникновение континуума на месте дискретного спектра является основополагающим положением теории интерференционной стабилизации.

Таким образом, результаты этого эксперимента не согласуются с основными положениями теории интерференционной стабилизации.

Скорее всего, нет никакого противоречия между утверждением о выполнении условия  $F > F_c$  и этими результатами, так как авторы этой работы приводят цифру  $10^{14}$  Вт см<sup>-2</sup> как оценку интенсивности излучения, а истинная величина могла быть и существенно меньше. Это предположение согласуется с экспериментальными фактами и подтверждает эффект подавления фотоионизации из-за расщепления ридберговских состояний на компоненты с различными  $l$ .

Наконец, обратимся еще раз к эксперименту работы [72]. Выше (раздел. 7.1) обсуждалась лишь часть результатов, сообщенных в этой работе. В ней приведены также зависимости выхода фотоионизации из высоковозбужденного состояния  $27d$  от освещенности для двух длительностей лазерного импульса:  $0,6$  пс  $< t_{an}$  и  $2,7$  пс  $> t_{an}$ , где  $t_{an}$  — как и раньше, кеплеров период обращения электрона вокруг атомного остова для состояния с  $n = 27$ . Из зависимостей, приведенных на рис. 22, авторы делают следующие заключения о процессе фотоионизации:

— при экстремально малой освещенности выход фотоионизации не зависит от длительности лазерного импульса и линейно увеличивается при увеличении освещенности;

— при увеличении освещенности наблюдается замедление роста выхода фотоионизации по сравнению с линейной зависимостью;

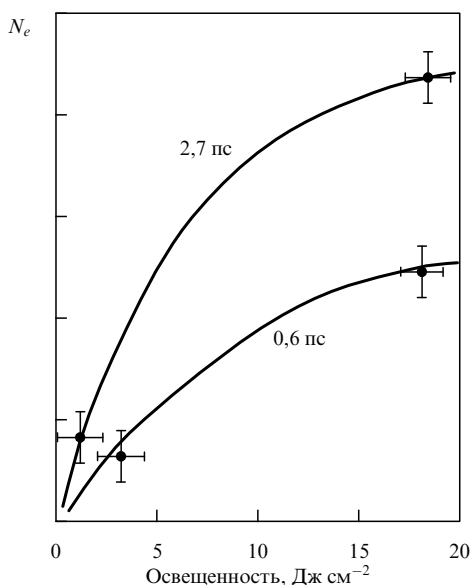


Рис. 22. Зависимость выхода фотоэлектронов из состояния  $27d$  атома бария от освещенности при двух длительностях импульса излучения согласно экспериментальным данным [72]

— замедление роста выхода фотоионизации обусловлено величиной интенсивности излучения, а не величиной освещенности — замедление возникает раньше и происходит быстрее при малой длительности импульса излучения по сравнению с большой длительностью;

— при максимальной освещенности, реализованной в этом эксперименте, выход фотоионизации приблизительно в два раза меньше при коротком импульсе по сравнению с длинным импульсом.

Следует отметить, что данные, приведенные на рис. 15, получены при освещенности  $H = 7$  Дж см<sup>-2</sup>, соответствующей той области, где возникает замедление выхода фотоионизации, обусловленное интенсивностью излучения. Поэтому следует предполагать, что зависимость выхода фотоионизации от длительности лазерного импульса, приведенная на рис. 15, определяется не только условием  $t_l < t_{an}$ , как это утверждалось в разделе 7.1, но и величиной интенсивности излучения.

Однако можно предположить альтернативное объяснение всей совокупности результатов, полученных в работе [72]. В основе этого объяснения лежит предположение о возникновении интерференционной стабилизации атома бария, находящегося в состоянии  $27d$ . Как уже говорилось в разделе 5, теория предсказывает возникновение эффекта интерференционной стабилизации при напряженности поля лазерного излучения  $F > F_c = \omega^{5/3}$ . Из данных, приведенных в работе [72], легко оценить, что экспериментальные результаты, приведенные на рис. 15 и 22, получены в диапазоне изменения интенсивности излучения от  $I_{min} = 3 \times 10^{12}$  Вт см<sup>-2</sup> (при  $t_l = 2,7$  пс) до  $I_{max} = 3 \times 10^{13}$  Вт см<sup>-2</sup> (при  $t_l = 0,25$  пс). В первом случае напряженность поля  $F \cong F_c = \omega^{5/3}$ , а во втором случае  $F \cong 3F_c$ . Очевидно, что как замедление роста выхода фотоионизации при увеличении освещенности, так и зависимость выхода от длительности импульса излучения соответствуют основным представлениям о зависимости эффекта интерференционной стабилизации от интенсивности излучения.

Однако следует иметь в виду, что нельзя игнорировать и эффект расщепления исходного состояния  $27d$  в поле излучения на компоненты с различными значениями орбитального квантового числа  $l$ . Возникновение расщепления, с одной стороны, может изменить значение критической напряженности поля для эффекта стабилизации, а с другой стороны, должно привести к подавлению выхода фотоионизации из всей суммы состояний с различными значениями  $l$ .

В рамках предлагаемого альтернативного объяснения результатов эксперимента [72] необходимо принять во внимание и эффект подавления фотоионизации при  $t_l < t_{an}$ .

Приведенный пример показывает, что эффект интерференционной стабилизации по самой своей природе (перемешивание многих связанных состояний через континуум) ставит трудные задачи перед экспериментом, претендующим на какие-либо однозначные выводы.

Резюмируя всю совокупность экспериментальных данных, рассмотренных выше, можно утверждать, что на данный момент времени нет эксперимента, однозначно подтверждающего существование эффекта интерференционной стабилизации, но имеется ряд экспериментов, результаты которых в той или иной мере согласуются с предположением о возникновении этого эффекта.

#### 7.4. Эффект стабилизации при фотоионизации из изолированного возбужденного состояния атома

В том случае, когда речь идет об изолированном возбужденном состоянии, которое не перемешивается с другими состояниями под действием сильного внешнего поля, может возникать эффект адиабатической стабилизации атома. Как уже говорилось выше, стабилизация при этом должна возникать при относительно более высокой интенсивности излучения, чем, например, при интерференционной стабилизации. Критическое значение напряженности  $F_c = \omega^2 n^2$  соответствует условию, когда амплитуда осцилляций свободного электрона начинает превышать размер кеплеровой орбиты, т.е.  $a = F/\omega^2 = n^2$ .

Эта критическая напряженность приблизительно в  $n^2$  раз превышает критическую напряженность (52) для интерференционной стабилизации, где  $F_c = \omega^{5/3}$ . На первый взгляд, может показаться, что нельзя реализовать условие для наблюдения адиабатической стабилизации возбужденного атома, так как при существенно меньшей напряженности поля возникнет квазиконтинуум из ионизационно уширенных уровней. Этот вывод справедлив, однако, лишь для возбужденных состояний с очень большим значением главного квантового числа  $n$  (когда ридберговский спектр носит регулярный характер с расстоянием между уровнями, равным  $\Delta E = n^{-3}$ ), с орбитальным квантовым числом  $l \sim 1$  (для которого справедлива квазиклассическая величина матричного элемента, лежащая в основе вывода соотношения (52)) и в приближении, что расщепление исходного состояния отсутствует (см. раздел 5). Однако этот вывод будет несправедлив, если реализуются следующие два условия. Во-первых, если используются состояния с небольшим значением главного квантового числа  $n$ , находящиеся в области спектра, где  $\Delta E > n^{-3}$ . Во-вторых, если исходное состояние имеет максимально большое значение  $l$ : при большой величине  $l$  матричный элемент связанно-свободного перехода значительно меньше квазиклассической оценки, использованной при выводе соотношения (52). При выполнении этих двух условий можно существенно увеличить напряженность поля, при которой возникает квазиконтинуум из соседних уровней. Справедливость этого утверждения демонстрирует эксперимент, изложенный в работах [85, 86].

Эксперимент [85, 86] был поставлен с целью наблюдать эффект адиабатической стабилизации при фотоионизации атома из изолированного возбужденного состояния.

Для того, чтобы исходное возбужденное состояние было изолированным, чтобы отсутствовал эффект расщепления на компоненты с различными орбитальными квантовыми числами  $l$  и не возникал эффект перемешивания соседних состояний через континуум, авторы этого эксперимента возбуждали циркулярное состояние с  $m = l = n - 1 = 4$ , а для фотоионизации использовали излучение с шириной спектра, меньшей расстояния между соседними уровнями.

Относительно большая величина орбитального квантового числа  $l$  обеспечивала относительно малую величину вероятности фотоионизации и, тем самым, уменьшала роль "долины смерти" на фронте ионизирующего импульса, так что к моменту достижения максимума импульса основная часть атомов оставалась в возбужденном состоянии.

Для создания возбужденного циркулярного состояния использовался метод многофотонного возбуждения атома из основного состояния циркулярно поляризованным излучением [77]. Атом неона возбуждался из основного состояния  $2p^8$  ( $m = -1$ ) путем поглощения пяти фотонов циркулярно поляризованного излучения в возбужденное состояние  $5g$ , для которого  $m = l = n - 1 = 4$ . Энергия связи этого состояния  $E_{5g} = 0,55$  эВ, а кеплеров период  $t_{5g} = 0,6$  пс.

Между импульсом возбуждения и импульсом ионизации была осуществлена задержка в 20 пс, в течение которой циркулярные состояния атомов находились в постоянном магнитном поле с напряженностью в 1 Т. В магнитном поле за счет ларморовой прецессии (четверть периода за 20 пс) осуществлялось согласование оси вращательной симметрии циркулярных состояний с плоскостью поляризации излучения, осуществляющего фотоионизацию. Теоретические расчеты предсказывают, что такое согласование оптимально для возникновения эффекта стабилизации атома. Эксперимент подтвердил это предсказание.

Фотоионизация из циркулярного состояния  $5g$  атома неона осуществлялась лазерным излучением с частотой  $\omega = 2$  эВ  $> E_{5g}$  и длительностью импульса  $t_l = 0,1$  пс и  $t_l = 1,0$  пс. Фокусировка возбуждающего и ионизирующего излучений осуществлялась таким образом, чтобы диаметр пятна фокусировки в первом случае был гораздо меньше, чем во втором. Это уменьшало неоднородность пространственного распределения ионизирующего излучения в области образования ионов. Регистрировались фотоэлектроны, измерялась их энергия. Из спектров фотоэлектронов, приведенных в работе [86], хорошо видно, что как исследуемое состояние, так и ряд соседних состояний остаются дискретными, так как их ширина в несколько раз меньше расстояния между уровнями. Путем изменения ширины спектра ионизирующего излучения изменялась длительность импульса. Использовались импульсы длительностью как в 0,1, так и в 1,0 пс. При неизменной энергии излучения в импульсе это позволяло изменять интенсивность излучения на порядок.

Результаты этого эксперимента приведены на рис. 23. Из этого рисунка видно, что зависимость выхода фотоэлектронов от освещенности (и от интенсивности излучения) качественно различается для короткого и длинного импульсов излучения (соответственно, для большой и малой интенсивности излучения). При большой длительности импульса ( $t_l = 1,0$  пс) и максимальной интенсивности  $I = 1,2 \times 10^{13}$  Вт см $^{-2}$  выход фотоэлектронов приблизительно линейно растет с ростом освещенности (интенсивности излучения). При малой длительности импульса ( $t_l = 0,1$  пс) и максимальной интенсивности излучения  $I = 1,2 \times 10^{14}$  Вт см $^{-2}$  выход фотоэлектронов практически не зависит от освещенности (интенсивности излучения). Это — основной аргумент в пользу того, что в этом эксперименте наблюдается эффект стабилизации возбужденного состояния атома. Другой важный аргумент — абсолютная величина интенсивности излучения, при которой выход фотоэлектронов перестает зависеть от интенсивности излучения. Эксперимент дает величину  $I_c = 2 \times 10^{13}$  Вт см $^{-2}$ , а расчет —  $5 \times 10^{13}$  Вт см $^{-2}$  [43]. Согласие между этими цифрами можно считать очень хорошим (отметим, что в данном случае  $a = F/\omega^2 = r_{5g}$ ). Экспериментальные данные, приведенные в работе [86], говорят в пользу того, что исходное состояние остается



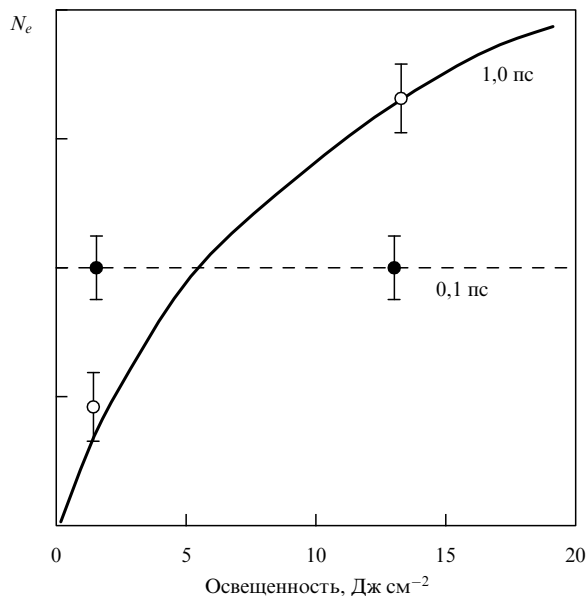


Рис. 23. Зависимость выхода фотоэлектронов из состояния  $5g$  атома неона от освещенности для двух длительностей импульса согласно экспериментальным данным [86]

изолированным; ни расщепления, ни перемешивания через континуум не возникает. Это, например, видно из энергетического спектра фотоэлектронов, содержащего четкий узкий максимум, соответствующий фотоионизации из состояния  $5g$ .

Однако абсолютная величина выхода фотоэлектронов при коротком и длинном импульсах показывает, что в данном эксперименте играет роль не только интенсивность излучения. Дело в том, что левый край зависимости, полученный при короткой длительности импульса, практически стыкуется с правым краем зависимости, полученным при длинном импульсе, если перейти от освещенности к интенсивности излучения. Между тем амплитуды выхода фотоэлектронов в этой точке существенно различаются — амплитуда примерно в два раза меньше при малой длительности импульса, чем при большой. Это различие может быть объяснено за счет подавления фотоионизации при малой ( $t_l < t_{5g}$ ) длительности импульса, о чем речь шла в разделе 7.1. Действительно, при величине кеплерова периода для состояния  $5g$ , равного  $t_{5g} = 0,6$  пс, длинный импульс соответствует неравенству  $t_l > t_{5g}$ , в то время как для короткого импульса имеем неравенство  $t_l \ll t_{5g}$ . Неясно, почему на этот эффект не указывают авторы работы [86], ссылаясь на согласие с экспериментом неопубликованных расчетов, являющихся развитием работы [43].

Однако в целом, по результатам этого эксперимента, можно утверждать, что они, в основном, хорошо как качественно, так и количественно согласуются с теоретическими предсказаниями относительно условий возникновения адиабатической стабилизации возбужденных атомов.

Итак, есть целый ряд экспериментов, результаты которых согласуются с предположением о возникновении эффекта стабилизации. Однако лишь один из них может претендовать на однозначность интерпретации — это эксперимент, изложенный в работе [86] с возбужденным атомом неона. К сожалению, ни один из опублико-

ванных экспериментов не представляет собой такое детальное и всестороннее исследование, которое не оставляло бы никаких вопросов.

Относительная простота и однозначность интерпретации результатов экспериментов с изолированными возбужденными состояниями (как это было осуществлено в работе [86]) не вызывает сомнений. Поэтому именно на этом пути следует ожидать детальных исследований эффекта стабилизации возбужденных атомов относительно процесса их фотоионизации полем сильного лазерного излучения.

## 8. Заключение

В заключение мы по традиции обратимся к кратким общим выводам из рассмотренного материала, а также к перечислению тех вопросов, которые остались за рамками данного обзора, хотя и относятся к его теме. Начнем с выводов.

Наиболее обоснованный вывод следует из теоретических исследований эффекта стабилизации атома — расчеты, проведенные в рамках различных теоретических приближений, указывают на возникновение эффекта стабилизации атома в поле сверхсильного лазерного излучения. В рамках различных подходов теории эффект стабилизации обусловлен тем или иным качественным отличием структуры квантовой системы "атом + поле" от структуры исходного атома. Причины возникновения эффекта стабилизации различны. Это различие, в частности, проявляется в численном различии критических значений параметров, характеризующих переменное поле, например, критическую напряженность поля. Из предсказаний теории не видно единой конкретной причины возникновения эффекта стабилизации. Общая для всех случаев причина состоит в качественном изменении структуры атома при включении внешнего поля лазерного излучения с критическими значениями основных параметров.

Если обратиться к экспериментальным результатам, то они еще очень бедны, в особенности при сравнении с результатами теоретических исследований. На данный момент времени лишь эксперимент с атомом неона [86] дал результаты, убедительно демонстрирующие возникновение эффекта адиабатической стабилизации. Дальнейший прогресс в исследовании эффекта стабилизации сейчас, в основном, обусловлен широким развитием экспериментальных исследований.

В рамках теоретического описания эффекта стабилизации атома имеется лишь, пожалуй, один важный вопрос, требующий детального изучения. Это вопрос о конкуренции процесса фотоионизации и процесса вынужденного рассеяния излучения при критических значениях частоты и напряженности поля излучения. Исследования в этом направлении ведутся (см., например, [87–92]), однако общая картина пока отсутствует. Между тем, очевидно, что наличие каких-либо особенностей в рассеянии (релеевском или рамановском, линейном или нелинейном) в области реализации критических параметров может существенно влиять на вероятность фотоионизации и, тем самым, исказить проявление эффекта стабилизации.

Если теперь обратиться к отрицательным ионам, то первое, что надо отметить — это большой интерес к проблеме стабилизации при фотоотрыве. Существенная

роль вида потенциала взаимодействия при возникновении эффекта стабилизации видна из результатов расчета [67], в котором изменялись параметры дальнего действия потенциала. Что касается короткодействующего потенциала, то данные теории противоречивы. В случае потенциала нулевого радиуса стабилизация не обнаружена [17, 20], а для прямоугольной ямы конечного радиуса предсказывается стабилизация [29]. Очевидно, необходимы дальнейшие теоретические исследования для получения обоснованных предсказаний с учетом конкретной структуры отрицательных ионов. Надо отметить также, что с точки зрения постановки отрицательные ионы представляются весьма перспективной мишенью как ввиду относительно малой энергии сродства присоединенного электрона, так и с точки зрения малого числа связанных электронных состояний.

Наконец, надо отметить, что возникновение эффекта стабилизации атома связано с вопросом о предельной величине штарковского сдвига атомных уровней в переменном поле, т.е. возможности реализации так называемого штарковского атома [1, 93–95], т.е. такого состояния квантовой системы "атом + поле", когда энергия связи электрона гораздо больше потенциала ионизации исходного атома. Вопрос о предельных значениях энергии штарковского атома — один из последних принципиальных вопросов взаимодействия атома с переменным полем, на который еще не получен ответ.

Если теперь обратиться к тем вопросам, которые остались за рамками данного обзора, но относятся к его теме, то наиболее существенным является вопрос об эффекте стабилизации молекул. Однако в случае молекул спектр возможных явлений, как всегда, много шире, чем в атомах. Причина этого хорошо известна — более сложный спектр связанных состояний и возможность диссоциации молекул. В целом рассмотрение эффекта стабилизации в молекулах представляет собой отдельную задачу, реализация которой представляет очевидный интерес.

В заключение отметим, что, с нашей точки зрения, эффект стабилизации атома является наиболее интересным эффектом, возникающим при взаимодействии интенсивного лазерного излучения с атомами.

Авторы выражают благодарность М.В. Федорову за многочисленные критические замечания, высказанные в процессе написания данного обзора, а также участникам семинара по многофотонным процессам Института общей физики РАН за многочисленные обсуждения различных вопросов, затронутых в обзоре.

Работа выполнена при поддержке Международного научного фонда и РФФИ.

## Список литературы

- Delone N B, Krainov V P *Multiphoton Processes in Atoms* (Heidelberg: Springer, 1994)
- Gavrila M, in *Atoms in Intense Laser Fields* (Ed. M Gavrila) (N.Y.: Academic Press, 1992) p. 435
- Делоне Н Б, Крайнов В П *УФН* **161** № 12 141 (1991)
- Burnett K, Reed V, Knight P J *Phys. B* **26** 561 (1993)
- Eberly J H, Kulander K *Science* **262** 1229 (1993)
- Келдыш Л В *ЖЭТФ* **45** 1945 (1964)
- Faisal F H M *J. Phys. B* **6** (L89) (1973)
- Reiss H R *Phys. Rev. A* **22** 1786 (1980)
- Reiss H R *Progr. Quantum Electron* **16** 1 (1992)
- Reiss H R, Krainov V P *Phys. Rev. A* **50** R910 (1994)
- Neto H, Davidovich L *Phys. Rev. Lett.* **53** 2238 (1984)
- Geltman S J *Phys. B* **27** 257 (1994)
- Geltman S, Teague M J *Phys. J* **7** L22 (1974)
- Mittleman M H *Introduction to the Theory of Laser-Atom Interactions* (N.Y.: Plenum, 1993)
- Делоне Н Б, Крайнов В П *Атом в сильном световом поле* (М.: Энергоатомиздат, 1984)
- Reiss H R *Phys. Rev. A* **46** 391 (1992)
- Grozdanov T, Krstić P *Phys. Lett. A* **149** 144 (1990)
- Reiss H R *Phys. Rev.* (1995) (to be published)
- Mohideen U et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 509 (1993)
- Крайнов В П, Преображенский М А *ЖЭТФ* **103** 1142 (1993)
- Манаков Н Л, Папопорт Л П *ЖЭТФ* **69** 842 (1975)
- Dörr M, Potvliege R M, Shakeshaft R *Phys. Rev. Lett.* **64** 2003 (1990)
- Pont M, Proulx D, Shakeshaft R *Phys. Rev. A* **44** 4486 (1991)
- Karule E *Adv. Atom Mol. Opt. Phys.* **26** 265 (1990)
- Kulander K C, Schafer K J, Krause J L *Phys. Rev. Lett.* **66** 2601 (1991)
- Grobe R, Eberly J H *Phys. Rev. A* **47** R1605 (1993)
- Eberly J H *Acta Phys. Pol. A* **86** 151 (1994)
- Geltman S *Phys. Rev. A* **45** 5293 (1992)
- Волкова Е А, Попов А М *ЖЭТФ* **105** 1559 (1994)
- Henneberger W C *Phys. Rev. Lett.* **21** 838 (1968)
- Pont M, Gavrila M *Phys. Rev. Lett.* **65** 2362 (1990)
- Pont M, Gavrila M *Phys. Lett. A* **123** 469 (1987)
- Pont M *Phys. Rev. A* **40** 5659 (1990)
- Su Q, Eberly J H, Javanainen J *Phys. Rev. Lett.* **64** 861 (1990)
- Reed V C, Burnett K *Phys. Rev. A* **42** 3152 (1990)
- Pont M, Walet N R, Gavrila M, MucCurdy C *Phys. Rev. Lett.* **61** 939 (1988)
- Su Q, Eberly J H *Phys. Rev. A* **43** 2474 (1991)
- Potvliege R, Shakeshaft R, in *Atoms in Intense Laser Fields* (Ed. M Gavrila) (N.Y.: Academic Press, 1992) p. 373
- Faisal F H M, Dimon L *Acta Phys. Pol. A* **86** 201 (1994)
- Breuer H P, Dietz K, Holthaus M *Phys. Lett. A* **165** 341 (1992)
- You L, Mostowski J, Cooper J *Phys. Rev. A* **45** 3203 (1992)
- Vos R J, Gavrila M *Phys. Rev. Lett.* **68** 170 (1992)
- Potvliege R M, Smith P H G *Phys. Rev. A* **48** R46 (1993)
- Scrinzi A, Elander N, Piraux B *Phys. Rev. A* **48** R2527 (1993)
- Волкова Е А, Попов А М, Смирнова О В *ЖЭТФ* (1995) (в печати)
- Федоров М В, Мовсесян А М *ЖЭТФ* **95** 47 (1989)
- Burnett K, Knight P L, Piraux B R, Reed V C *Phys. Rev. Lett.* **66** 301 (1991)
- Grobe R, Fedorov M V *Phys. Rev. Lett.* **68** 2592 (1992)
- Dubrovskii Yu V, Ivanov M Yu, Fedorov M V *Laser Phys.* **2** 288 (1992)
- Fedorov M V *Comments Atom. Mol. Phys.* **27** 203 (1992)
- Федоров М В *Электрон в сильном световом поле* (М.: Наука, 1991)
- Gontier Y, Rachman N K, Trahin M *Europhys. Lett.* **5** 595 (1988)
- Delone N B, Fedorov M V *Progr. Quantum Electron.* **13** 267 (1989)
- Крайнов В П, Смирнов Б М *Излучательные процессы в атомной физике* (М.: Высшая школа, 1983) с. 169
- Fedorov M V, Movsesian A M *J. Opt. Soc. Am.* **B6** 928 1504 (1989)
- Delone N B, Goreslavsky S P, Krainov V P *J. Phys. B* **16** 2369 (1983); **22** 2941 (1989)
- Fedorov M V *Acta Phys. Pol. A* **86** 235 (1994)
- Гореславский С П, Делоне Н Б, Крайнов В П *ЖЭТФ* **82** 1789 (1982)
- Fedorov M V *J. Phys. B* **27** 4145 (1994)
- Ivanov M Yu *Phys. Rev. A* **49** 1165 (1994)
- Parzyński R, Wójcik A, Schmidt J *Phys. Rev. A* **50** 3285 (1994)
- Wójcik A, Parzyński R *Phys. Rev. A* **50** 2475 (1994)
- Нефедов А Л *ЖЭТФ* **100** 314 (1991)
- Jensen R V, Sundaram B *Phys. Rev. A* **47** 1415 (1993)
- Casati G, Guarneri I, Mantica G *Phys. Rev. A* **50** 5018 (1994)
- Grochmalicki J, Lewenstein M, Rzazewski K *Phys. Rev. Lett.* **66** 1038 (1991)
- Menis T, Taieb R, Veniard V, Maquet A J *Phys. B* **25** L263 (1992)
- Benvenuto F, Casati G, Shepelyansky D L *Rhys. Rev. A* **45** R7670 (1992)

69. Benvenuto F, Casati G, Shepelyansky D L *Rhys. Rev. A* **47** R786 (1993)
70. Делоне Н Б, Крайнов В П, Шепелянский Д Л *УФН* **140** 335 (1983)
71. Rzaewski K, Lewenstein M, Salières P *Phys. Rev. A* **49** 1196 (1994)
72. Hoogenraad J, Vrijen R, Noordam L *Phys. Rev. A* **50** 4133 (1994)
73. Ритус В И *ЖЭТФ* **51** 1544 (1966)
74. Manakov N L, Ovsianikov V D, Rapoport L P *Phys. Rev.* **141** 321 (1986)
75. Noordam L et al. *Phys. Rev. A* **40** 6999 (1989)
76. Jones R, Bucksbaum P *Phys. Rev. Lett.* **67** 3215 (1991)
77. de Boer M, Noordam L, Muller H *Phys. Rev. A* **47** R45 (1993)
78. Delande D, Goy J *Europhys. Lett.* **5** 303 (1988); Here J, Gross M, Goy J *Phys. Rev. Lett.* **61** 2938 (1988)
79. Randall A, Hulet G, Kleppner D *Phys. Rev. Lett.* **51** 1430 (1983); Nussenzeig P, Bernardot F, Brune M et al. *Phys. Rev. A* **48** 3991 (1993)
80. Delone N B, Krainov V P *Laser Phys.* **2** 654 (1992)
81. Delone N B, Kiyan I Yu, Krainov V P *Laser Phys.* **3** 312 (1993)
82. de Boer M, Muller H *Phys. Rev. Lett.* **68** 2747 (1992)
83. Jones R, Schumacher D, Bucksbaum P *Phys. Rev. A* **47** R49 (1993)
84. Noordam L et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1496 (1992)
85. de Boer M, Hoogenraad J, Vrijen B et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 3263 (1993)
86. de Boer M, Hoogenraad J, Vrijen B et al. *Phys. Rev. A* **50** 4085 (1994)
87. Kulander K C, Schafer K J, Krause J L, in *Multiphoton Processes. Proc. 5th Int. Conf.* (Eds G Mainfray, P Agostini) (Paris: CEA, 1991) (Paris, France, September 24–28, 1990)
88. Burnett K, Reed V C, Cooper J, Knight P L *Phys. Rev. A* **45** 3347 (1992)
89. Reed V C, Burnett K, Knight P L *Phys. Rev. A* **47** R34 (1993)
90. Mittleman M H *Phys. Rev. A* **46** 4209 (1992)
91. Nefedov A L *Laser Phys.* **3** 661 (1993)
92. Potvliege R M, Smith P H, in *Proc. of the NATO Adv. Research Workshop on Super-Intense Laser-Atom Physics (SILAP 3)* (Ed. B Piraux) (N.Y.: Plenum, 1994)
93. Delone N B, Ivanov M Ya, Nefedov A L, in *Multiphoton Processes. Proc. 5th Int. Conf.* (Eds G Mainfray, P Agostini) (Paris: CEA, 1991) p. 7 (Paris, France, 24–28 September, 1990)
94. Delone N B, in *Multiphoton Processes* (Eds D Evans, S L Chin) (Singapore: World Scientific, 1994) p. 461
95. Delone N B *Laser Phys.* (1995) (to be published)

#### STABILISATION OF AN ATOM BY THE FIELD OF LASER RADIATION

##### N.B. Delone

General Physics Institute, Russian Academy of Sciences  
ul. Vavilova 38, 117942 Moscow  
Tel. (7-095) 135-02 14  
Fax (7-095) 135-02 70

##### V.P. Krainov

Moscow Institute of Physics and Technology  
Institutskii per. 9, 141700 Dolgoprudnyi, Moscow Region  
Tel. (7-095) 408-75 90

Physical phenomena which appear on the photoionisation of an atom by a laser radiation field are considered. Results of theoretical investigations made by various methods are described. A new effect of stabilisation of an atom is under consideration. This effect consists of the decrease of the photoionisation rate with an increase in the super-intense field strength at a fixed radiation frequency. Some experimental data for observation of the stabilisation effect are discussed.

PACS numbers: **32.90. + a, 42.50.-p**

Bibliography — 95 references

Received 15 June 1995