

Рис. 10. Спектральная зависимость атомного поляризационного отклика с учетом магнитной компоненты светового импульса (нижняя кривая) и без него (верхняя кривая).

электрона с аналогичной траекторией, получаемой из решения релятивистского уравнения, показывает, что они начинают заметно различаться при $t > 0,8T$, в то время как столкновение происходит при $t \approx 0,79T$. Это свидетельствует о том, что движение волнового пакета в рассмотренных условиях является слабoreлятивистским, чем оправдывается использование уравнения Шрёдингера. С другой стороны, в рассмотренном процессе генерации высокоэнергичных фотонов при возвратных соударениях важную роль играет квантовая диффузия. Роль диффузии оказывается двойкой: хотя она приводит к уменьшению электронной плотности в области взаимодействия, в то же время она частично компенсирует действие факторов (магнитное поле волны, эллиптичность поляризации), приводящих к искривлению электронных траекторий. Благодаря этому, хотя к моменту столкновения траектория электронного волнового пакета может отклоняться от прямолинейной на расстояние, намного превышающее атомные размеры, полного срыва генерации высокоэнергичных фотонов при этом не происходит.

6. Заключение

В работе сформулирован и теоретически изучен метод создания аттосекундных импульсов, основанный на трансформации мощных фемтосекундных лазерных импульсов на быстро ионизуемых атомах. Вопросы генерации аттосекундного излучения непосредственно входят в общую проблему нелинейно-оптических взаимодействий импульсов, содержащих небольшое число периодов поля, которая только начинает исследоваться как в теоретическом, так и в экспериментальном аспектах. В этом плане сформулированная и изученная нами модель взаимодействия оптического поля с газом квантовых частиц носит универсальный характер и может применяться для широкого круга сред и нелинейно-оптических явлений.

Работа финансировалась по Государственной научно-технической программе "Физика квантовых и волновых процессов" и Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 97-02-17525 и 98-02-17015).

Список литературы

1. Nisoli M et al. *Opt. Lett.* **22** 522 (1997)
2. Ахманов С А, Вислоух В А, Чиркин А С *Оптика фемтосекундных лазерных импульсов* (М.: Наука, 1988)
3. Kulander K C, Shafer K J, Krause J L, in *Super-Intense Laser-Atom Physics* (NATO AST Series, Series B: Physics, Vol. 316, Eds B Piraux, A L' Huillier, K Rzazewski) (New York: Plenum Press, 1993) p. 95
4. Corkum P B *Phys. Rev. Lett.* **71** 1994 (1993)
5. Ванин Е В и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 964 (1993)
6. Делоне Н Б, Крайнов В П *Атом в сильном световом поле* (М.: Энергоатомиздат, 1984)
7. Zhou J et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 752 (1996)
8. Sergeev A M, Kim A V, Vanin E V, in *Generation, Amplification, and Measurement of Ultrashort Laser Pulses III* (SPIE Proc., Vol. 2701, Eds W E White, D H Reitze) (Bellingham, Washington: SPIE — The International Society for Optical Engineering, 1996) p. 416
9. Chang Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 2967 (1997)
10. Kim A V et al., in *Applications of High Field and Short Wavelength Sources VII* (OSA Technical Digest Series, Vol. 7) (Washington, DC: Optical Society of America, 1997) p. 223
11. Астафьева Н М *УФН* **166** 1145 (1996)
12. Corkum P B, Burnett N H, Ivanov M Y *Opt. Lett.* **19** 1870 (1994)
13. Бабин А А и др. *Изв. вузов. Радиофизика* **39** 713 (1996)
14. Ryabikin M Yu et al. *Abst. of the VII Intern. Conf. on Multiphoton Processes ICOMP VII* (Garmisch — Partenkirchen, Sept. 30 — Oct. 4, 1996)
15. Kim A V et al., *Post-deadline report WP10 of XVI Intern. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics ICONO '98* (Moscow, June 29 — July 3, 1998) (unpublished)

PACS numbers: **39.90. + d, 42.50. — p**

Стабилизация атомов в сильном лазерном поле

М.В. Федоров

1. Введение

Стабилизация атомов в сильном лазерном поле — это явление, первоначально предсказанное и описанное теоретически [1, 2] и лишь в последнее время получившее свое первое экспериментальное подтверждение [3, 4]. Идея о стабилизации атомов не соответствует простым интуитивным соображениям об увеличении скорости ионизации атомов по мере роста интенсивности лазерного поля. По определению стабилизация означает, что в зависимости от интенсивности I или напряженности поля ε , начиная с некоторых критических значений I_c или ε_c , скорость ионизации Γ или полная вероятность ионизации за импульс w_i перестают расти (т.е. насыщаются на уровне $w_i \ll 1$) или даже становятся убывающими функциями I или ε . При этом время ионизации атома t_i или же остаточная вероятность "неионизации" $w_{\text{res}} = 1 - w_i$ либо также выходят на некоторые постоянные значения, либо становятся растущими функциями I или ε (рис. 1). Выбор между этими типами поведения функций $w_{\text{res}}(\varepsilon)$, $\Gamma(\varepsilon)$ и $w_i(\varepsilon)$ в сильном поле, а также определение критических полей I_c и ε_c составляют предмет современных исследований по физике стабилизации атомов.

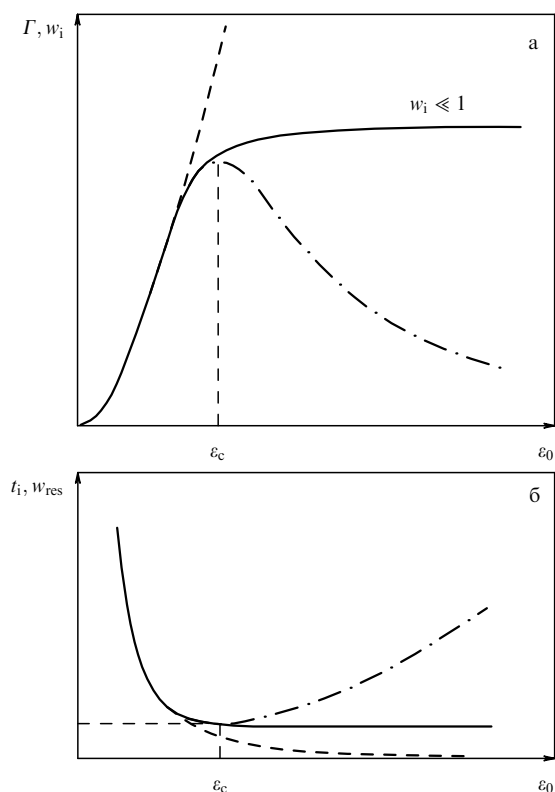


Рис. 1. Зависимость вероятности w_i и скорости ионизации атома Γ (а) и остаточной вероятности w_{res} и времени ионизации t_i (б) от пикового значения амплитуды напряженности электрического поля в лазерном импульсе: штриховая линия — теория возмущений, штрихпунктир и сплошная линия — различные возможные режимы стабилизации атома в сильном поле $\epsilon_0 > \epsilon_c$.

Существует несколько различных моделей стабилизации атомов в сильном поле, отличающихся друг от друга как по физической природе, так и по условиям реализации. Ниже кратко описаны две из них: высококачественная стабилизация (или стабилизация типа Крамерса – Хеннебергера [1]) и интерференционная стабилизация атомов [2]. Но прежде чем перейти к их анализу, остановимся вкратце на существующих экспериментах.

2. Эксперимент

На самом деле, было выполнено несколько попыток наблюдения индуцированной сильным полем стабилизации атомов. Но, по-видимому, лишь две из них [3, 4] можно считать в полной мере успешными. В обоих случаях измерялся выход электронов (пропорциональный вероятности ионизации за импульс w_i) в зависимости от длительности импульса при фиксированной величине освещенности, т.е. произведения пиковой интенсивности поля I_{max} на длительность импульса τ : $F = I_{max}\tau = \text{const}$, или же в зависимости от F при различных, но фиксированных значениях длительности импульса τ . Объектами исследования были возбужденные атомы бария [3] и неона [4]. Несмотря на существенные различия в постановке и интерпретации экспериментов [3, 4], в целом их результаты весьма похожи, и поэтому остановимся на описании лишь одного из них [3].

С помощью двухступенчатого резонансного возбуждения атомы Ва приготавливались в состоянии 27D, и

затем происходила их фотоионизация коротким мощным лазерным импульсом. На рисунке 2а приведена измеренная зависимость выхода электронов от длительности импульса $N_e(\tau)$ при $F = \text{const} = 7,8 \text{ Дж см}^{-2}$. Область плато, где $N_e(\tau) \approx \text{const}$, соответствует расчету выхода в первом порядке теории возмущений по золотому правилу Ферми (ЗПФ), согласно которому $N_e(\tau) \propto I_{max}\tau \equiv F = \text{const}$. Область малых τ при $F = \text{const}$ соответствует большим интенсивностям поля. Наблюдаемое при этом значительное отклонение от ЗПФ (уменьшение $N_e(\tau)$) явно подтверждает наличие эффекта стабилизации атома в сильном поле. На рисунке 2б изображена экспериментально измеренная зависимость выхода электронов от освещенности F при различной, но фиксированной длительности импульса: $\tau = 2,7 \text{ пс}$ и $\tau = 0,6 \text{ пс}$. Кривая $N_e(F)$ при меньшей длительности импульса соответствует большей интенсивности I и, тем не менее, располагается ниже такой же кривой, построенной по данным об ионизации более длительным импульсом, соответствующим более низкой интенсивности I , что также является подтвержде-

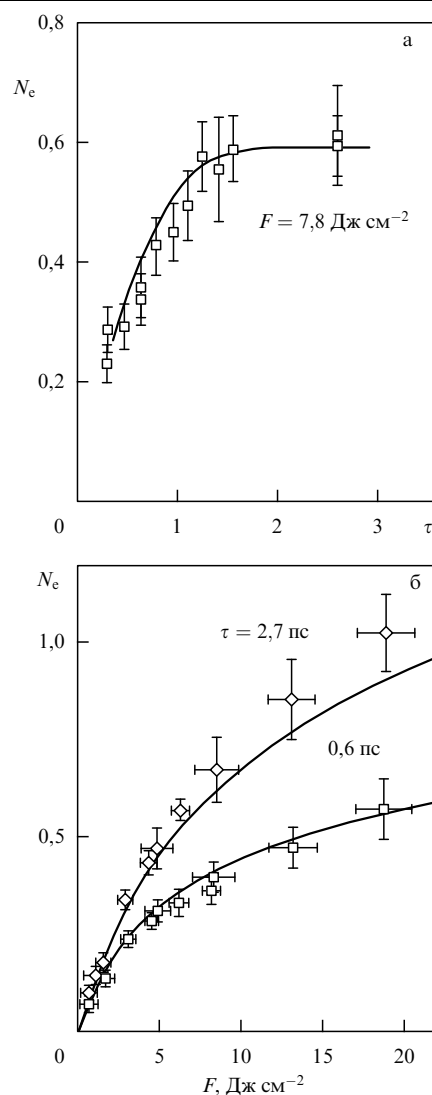


Рис. 2. Экспериментально измеренные [3] зависимости выхода электронов от длительности импульса τ при фиксированной величине освещенности F (а) и от освещенности F при заданной длительности импульса τ (б).

нием наличия стабилизации атомов в сильном поле. Кроме того, вид кривых $w_i(F)$ свидетельствует в пользу режима стабилизации типа насыщения вероятности ионизации $w_i(F) \approx \text{const}$ на уровне $w_i \ll 1$.

3. Стабилизация типа Крамерса – Хеннебергера

Переходя к описанию различных моделей и механизмов стабилизации, начнем с так называемой модели Крамерса – Хеннебергера [1, 5–8]. Известно [9], что в дипольном приближении гамильтониан атома во внешнем световом поле с напряженностью $\varepsilon = \varepsilon_0 \cos(\omega t)$ может быть преобразован к виду

$$H = \frac{\mathbf{p}^2}{2m} + U(\mathbf{r} - \mathbf{a}_0 \cos(\omega t)), \quad (1)$$

где $U(\mathbf{r})$ — атомный потенциал в отсутствие поля, а $\mathbf{a}_0 = \varepsilon_0/\omega^2$ — амплитуда осцилляций свободного электрона в поле волны. Физически преобразование гамильтониана к виду (1) эквивалентно переходу в осциллирующую систему координат, в которой электрон покоится, а ядро атома и соответствующий атомный потенциал осциллируют.

Гармонически зависящий от времени потенциал в уравнении (1) может быть разложен в ряд Фурье:

$$U(\mathbf{r} - \mathbf{a}_0 \cos(\omega t)) = \sum_n U_n(\mathbf{r}; \mathbf{a}_0) \exp(in\omega t). \quad (2)$$

Приближение Крамерса – Хеннебергера состоит в предположении о том, что в разложении (2) основную роль играет слагаемое с $n=0$, в то время как все гармоники (слагаемые с $n \neq 0$) могут рассматриваться как малое возмущение. В этом приближении атом в сильном лазерном поле характеризуется гамильтонианом Крамерса – Хеннебергера $H_{\text{КН}}$ со стационарным потенциалом

$$U_{\text{КН}}(\mathbf{r}) \equiv U_0(\mathbf{r}; \mathbf{a}_0) = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt \exp(-in\omega t) \times U(\mathbf{r} - \mathbf{a}_0 \cos(\omega t)). \quad (3)$$

Основные критерии применимости приближения Крамерса – Хеннебергера имеют вид

$$\alpha_0 \gg \Delta r_0 \quad \text{и} \quad \varepsilon_0 \gg \varepsilon_{\text{BSI}}, \quad (4)$$

где Δr_0 — размер области локализации волновой функции невозмущенного атомного электрона, а ε_{BSI} — характерное значение напряженности поля в модели ионизации атома по типу подавления потенциального барьера (*Barrier Suppression Ionization*). Эта модель и определение ε_{BSI} иллюстрируются рис. 3, где изображена полная потенциальная энергия одномерного атома во внешнем статическом поле $U(x) = -e^2/|x| - \varepsilon x$. Величина ε_{BSI} определяется из условия, что максимум U_{max} кривой $U(x)$ опускается до уровня энергии атома в основном состоянии E_0 . В модели BSI считается, что в сильном переменном поле, как только его напряженность достигает величины ε_{BSI} , атомный волновой пакет проникает над барьером в область, далекую от ядра, и ведет себя как волновой пакет свободной частицы в поле световой волны. В атоме водорода ε_{BSI} составляет 1/16

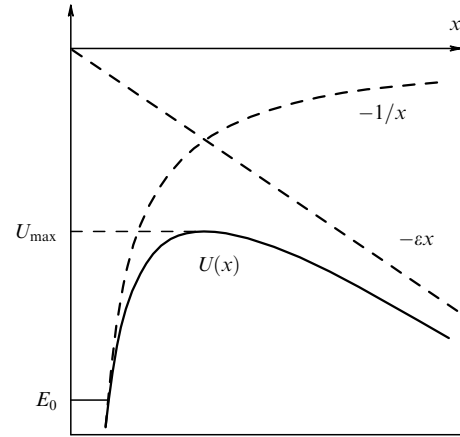


Рис. 3. Потенциальная энергия $U(x)$ электрона в кулоновском и постоянном электрическом полях (одномерная модель атома водорода); напряженность поля ε_{BSI} , отвечающая подавлению барьера, определяется условием $U_{\text{max}} = E_0$.

атомной напряженности поля, что соответствует интенсивности $I \sim 10^{14}$ Вт см⁻². В условиях применимости приближения Крамерса – Хеннебергера (4) в определенном диапазоне интенсивностей роль гармоник с $n \neq 0$ в разложении (2) уменьшается с ростом поля, что свидетельствует о стабилизации атома. Условие $\varepsilon > \varepsilon_{\text{BSI}}$ определяет интенсивность критического поля I_c для эффекта стабилизации атома по механизму Крамерса – Хеннебергера.

4. Интерференционная стабилизация ридберговских атомов

Интерференционная стабилизация атомов [2, 9–16] качественно отличается от рассмотренной выше стабилизации в модели Крамерса – Хеннебергера как по физике явления, так и по условиям его реализации. Основная идея интерференционной стабилизации иллюстрируется рис. 4. Если атом первоначально приготовлен в высоко-

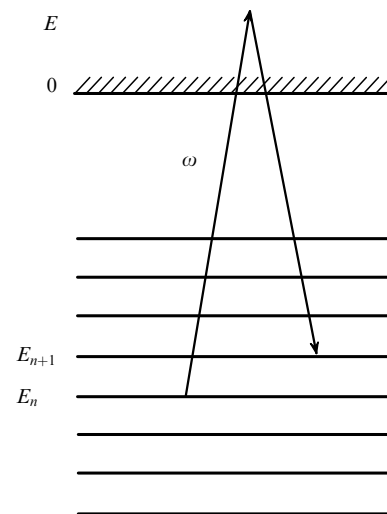


Рис. 4. Комбинационные переходы A-типа между ридберговскими уровнями атома, ответственные за возникновение эффекта интерференционной стабилизации.

возбужденном (ридберговском) состоянии с энергией E_n ($n \gg 1$), то при фотоионизации под действием поля частоты $\omega > |E_n|$ скорость фотоионизации Γ определяется формулой первого порядка теории возмущений (ЗПФ) и линейно зависит от интенсивности поля. Величина Γ определяет также ионизационное уширение ридберговских уровней (см. рис. 4). Критерием применимости теории возмущений и ЗПФ является малость ширины Γ по сравнению с расстоянием между соседними ридберговскими уровнями: $\Gamma \ll E_{n+1} - E_n \approx 1/n^3$. В более сильных полях (при $\Gamma \geq 1/n^3$) теория возмущений становится неприменимой, и наряду с прямыми переходами в континуум становятся эффективными и переходы рамановского типа с переселением соседних ридберговских уровней (переходы Λ -типа, схематически изображенные на рис. 4). Возникающие при этом когерентные населенности ридберговских уровней оказываются сфазированными таким образом, что последующие переходы с этих уровней в континуум интерферируют и частично гасят друг друга, уменьшая скорость ионизации атома и приводя к его стабилизации. При использовании квазиклассических формул для матричных элементов [16] критерий стабилизации $\Gamma \geq 1/n^3$ приводится к виду $\varepsilon_0 \geq \omega^{5/3}$. В оптическом диапазоне частот ($\omega \sim 10^{-1}$) это условие соответствует интенсивности $I \geq 10^{13}$ Вт см $^{-2}$ в согласии с условиями эксперимента [3]. Ниже обсуждаются основные существующие подходы к теоретическому описанию явления интерференционной стабилизации и соответствующие результаты.

Модель уравнений для амплитуд вероятности нахождения атома в ридберговских состояниях. Точная волновая функция атома $\Psi(\mathbf{r}, t)$ может быть разложена по волновым функциям непрерывного и дискретного спектров свободного атома $\psi_E(\mathbf{r})$ и $\psi_n(\mathbf{r})$ с коэффициентами разложения $C_E(t)$ и $C_n(t)$. С помощью приближения, известного как адиабатическое исключение континуума [9, с. 366–368], система уравнений для амплитуд вероятности $C_n(t)$ и $C_E(t)$ может быть сведена приближенно к системе уравнений для одних только функций $C_n(t)$. Самая простая модель, в рамках которой может быть описано явление интерференционной стабилизации — это модель двух близких уровней E_n и E_{n+1} , взаимодействующих с континуумом. Разумеется, для ридберговского атома такое приближение имеет иллюстративный смысл, но оно очень наглядно. В результате возникает система двух уравнений для функций $C_\alpha(t)$ ($\alpha = n, n+1$), в которой связь с континуумом определяется тензором ионизационных ширин $\Gamma_{\alpha,\beta}$:

$$i\dot{C}_\alpha - E_\alpha C_\alpha = -\frac{i}{2} \sum_\beta \Gamma_{\alpha,\beta} C_\beta. \quad (5)$$

В приближении равных ионизационных ширин ($\Gamma_{\alpha,\beta} \equiv \Gamma$) квазиэнергетические решения уравнений (5) $C_\alpha(t) \propto \exp(-i\gamma t)$ очень просты, и, в частности, комплексные квазиэнергии γ_\pm такой системы имеют вид

$$\gamma_\pm = \frac{1}{2} \left[E_n + E_{n+1} - i\Gamma \pm \sqrt{(E_{n+1} - E_n)^2 - \Gamma^2} \right]. \quad (6)$$

На рисунке 5 изображены уширенные квазиэнергетические уровни (зоны) двухуровневой системы в сильном ионизирующем поле. Центры тяжести зон определяются действительными частями квазиэнергий γ_+ и γ_- , а ширины — мнимыми γ'_\pm и γ''_\pm . В зависимости от Γ (т.е. от интенсивности поля I) обе квазиэнергетические зоны

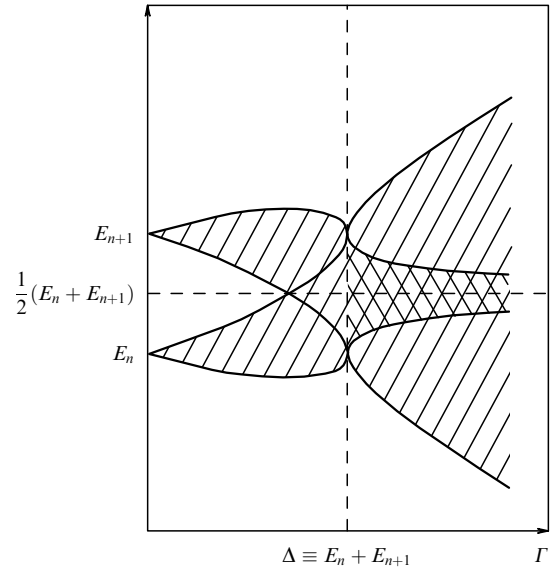


Рис. 5. Уширенные квазиэнергетические уровни (зоны) двухуровневой системы в зависимости от ионизационной ширины Γ , рассчитанной по ЗПФ и пропорциональной интенсивности I .

уширяются, пока $\Gamma < \Delta \equiv E_{n+1} - E_n$. Затем, при $\Gamma > \Delta$, одна из зон продолжает уширяться, в то время как другая сужается. Возникновение в сильном поле узкого квазиэнергетического уровня (зоны) γ_- свидетельствует о возможности стабилизации системы: время жизни долгоживущей компоненты населенностей определяется в этом случае величиной $1/|\gamma'_-|$. Центры тяжести обеих зон в сильном поле (при $\Gamma > \Delta$) локализуются посередине между значениями энергии невозмущенных уровней: $\gamma'_\pm = (E_n + E_{n+1})/2$.

Для улучшения модели и приближения ее к реальности учитывалось большое число ридберговских уровней с различными значениями как главного квантового числа n , так и орбитального момента l (рис. 6). В результате решения такой задачи [12] были получены зависимости вероятности ионизации от освещенности F и длительности импульса τ (рис. 7), качественно очень близкие к экспериментальным кривым рис. 2. Следует отметить, что условия эксперимента [3] соответствовали весьма малой области параметров, указанной на рис. 7 штрихом. Поэтому очевидно, что эксперимент [3] не отвечает на вопрос о поведении кривых $w_{\text{res}}(\varepsilon_0)$ в области сильных полей $\varepsilon_0 \geq \omega^{5/3}$, хотя и указывает на существование стабилизации при $\varepsilon_0 \geq \omega^{5/3}$.

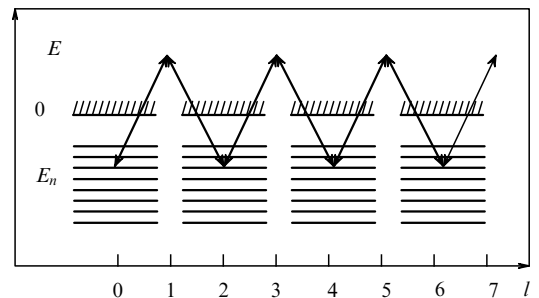


Рис. 6. Переходы в ридберговские состояния с относительно высокими значениями орбитального момента l .

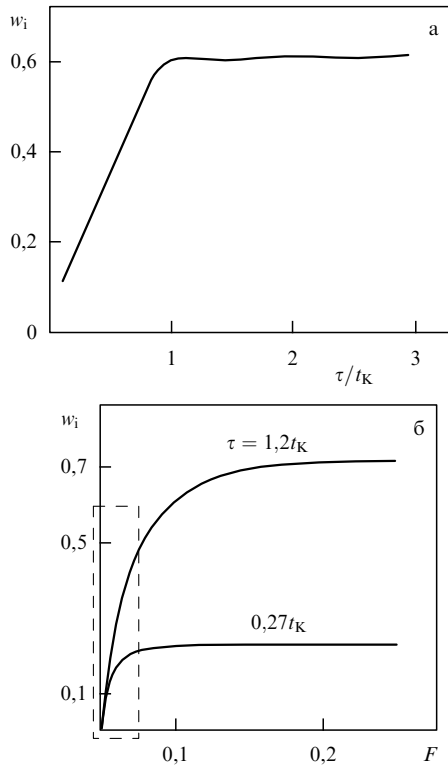


Рис. 7. Теоретически рассчитанные [12] зависимости вероятности ионизации ридберговского атома от длительности импульса (а) и от освещенности (б) в режиме сильного поля.

В наиболее современном варианте рассматриваемой модели [16] учитывалась также возможность плавного включения и выключения взаимодействия атома с импульсом лазерного поля. Не останавливаясь на деталях, приведем наиболее интересные результаты. Динамика распада атома характеризуется зависящей от времени полной остаточной вероятностью его нахождения на дискретных уровнях $w_{\text{res}}(t)$. В случае сильного поля эта зависимость изображена на рис. 8 для импульсов с

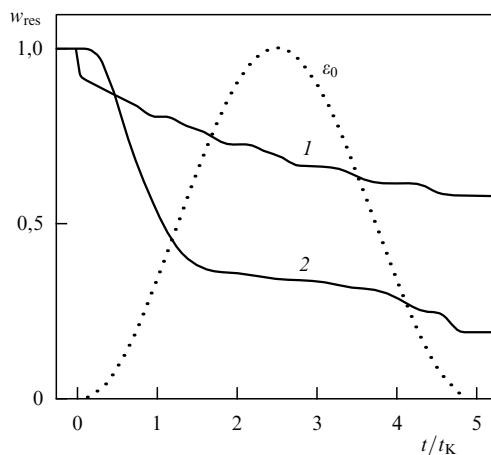


Рис. 8. Теоретически рассчитанная [16] зависимость вероятности "неионизации" $w_{\text{res}}(t)$ от времени для случаев прямоугольного (1) и гладкого (2) импульсов, пунктирная кривая — огибающая гладкого импульса.

гладкой и прямоугольной огибающей $\varepsilon_0(t)$. Различие между этими случаями достаточно заметно, что указывает на недостатки модели прямоугольного импульса. В случае гладкой огибающей, как видно из рис. 8, ионизация, в основном, происходит на переднем и заднем фронтах импульса, т.е. в относительно слабом поле. В центральной же части импульса, где поле наиболее сильно, остаточная вероятность $w_{\text{res}}(t)$ почти постоянна. Это есть прямое проявление стабилизации атома в сильном поле в динамике ионизации. На рисунке 9 приведены зависимости остаточной вероятности w_{res} в момент окончания импульса $t = \tau$ от параметра V , пропорционального $\varepsilon_0/\omega^{5/3}$, при различных значениях длительности импульса τ . Наиболее интересна нижняя кривая, отвечающая большой длительности импульса ($\tau = 7t_K$). Она указывает на возможность стабилизации атома при длительности импульса, значительно превышающей длительность кеплеровского периода $t_K = 2\pi n^3$. В этом случае стабилизация возникает в полях, несколько более сильных, чем в случае коротких импульсов ($\tau \leq t_K$).

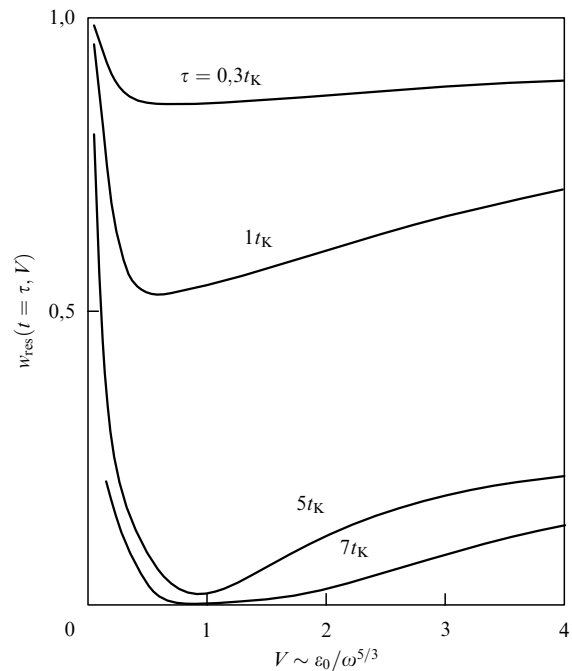


Рис. 9. Остаточная вероятность нахождения атома в связанных состояниях к моменту окончания импульса ($t = \tau$) в зависимости от пикового значения амплитуды напряженности электрического поля светового импульса при различных значениях его длительности τ [16].

Квазиклассическое решение уравнения Шрёдингера в сильном поле. Несмотря на то, что уравнения типа (5) для амплитуд вероятности $C_n(t)$ и результаты их решения выглядят очень естественными и разумными, сама по себе описанная выше модель не является строгой. Основные трудности возникают в обосновании адиабатического исключения континуума. Эта процедура подразумевает целый ряд других приближений, справедливость которых в сильном поле не очевидна (приближение вращающейся волны, полюсное приближение, приближение плоского континуума и т.д. [9]). В связи с этим

достаточно давно возникало стремление к построению теории, свободной от этих приближений и основанной на других подходах и моделях. Один из таких подходов — это попытка использовать квазиклассическое приближение для прямого решения уравнения Шрёдингера для атомного электрона в присутствии зависящего от времени сильного поля [11, 14, 15]. Не останавливаясь на деталях теории, приведем полученное окончательное выражение для полной вероятности ионизации атома за все время импульса [14, 15]:

$$w_i = \int_0^1 dx \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2t_K} \left[1 - J_0^2 \left(x \frac{2^{2/3} 3^{1/6} \Gamma(2/3) \varepsilon_0(t)}{\omega^{5/3}} \right) \right]. \quad (7)$$

С одной стороны, этот результат получен без использования процедуры адиабатического исключения континуума и всех тех конкретных приближений, которые использованы в модели уравнений для амплитуд вероятностей $C_n(t)$. Выражение (7) справедливо при любом виде огибающей лазерного импульса $\varepsilon_0(t)$. С другой стороны, при выводе уравнения (7) принято, что угловое движение в ридберговском атоме в среднем может считаться медленным по сравнению с радиальным движением. Строгого обоснования этого приближения не существует. Однако сопоставление с результатами точного численного решения задачи [17] может рассматриваться как прямое подтверждение обоснованности этого приближения и справедливости уравнения (7). Для модельной трапецеобразной функции $\varepsilon_0(t)$ результат расчета по формуле (7) и результат, найденный с помощью точного численного решения трехмерного уравнения Шрёдингера [17], приведены на рис. 10 (сплошной линией и линией с точками соответственно). В области сильных полей совпадение результатов

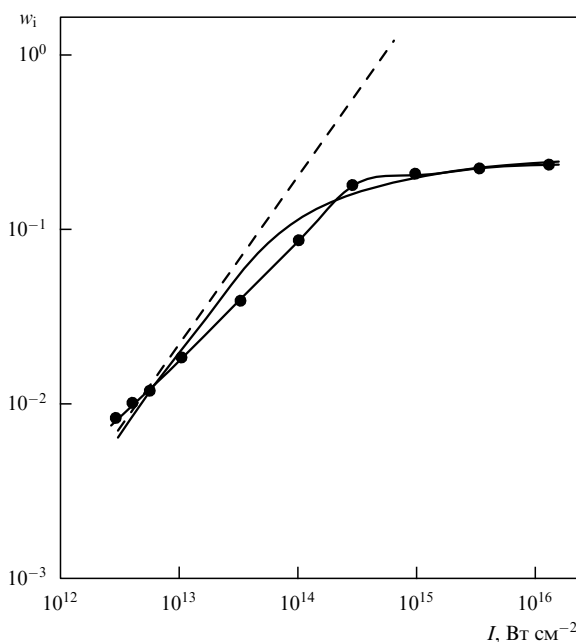


Рис. 10. Вероятность ионизации ридберговского атома за импульс в зависимости от пиковой интенсивности (в логарифмическом масштабе); штриховая линия — теория возмущений, сплошная линия — расчет по формуле (7), сплошная линия с точками — результат точного численного решения [17].

является практически полным. Наконец, следует отметить, что существующая сравнительно простая квазиклассическая теория фотоионизации ридберговских атомов [14, 15] ограничена областью коротких длительностей импульсов $\tau < t_K$.

5. Заключение

Подводя итог, можно сказать, что если стабилизация по типу Крамерса–Хеннебергера до сих пор остается, в основном, предметом теоретических дискуссий, то интерференционная стабилизация ридберговских атомов уже получила первое экспериментальное подтверждение. Несмотря на это, многие вопросы (например, о реализующихся режимах стабилизации и ионизации в сильном поле) все еще остаются далекими от выяснения на основе экспериментальных данных. Что касается теории интерференционной стабилизации, то ни одна из существующих моделей и ни один из используемых подходов не являются абсолютно строгими. В такой ситуации представляется целесообразным продолжение многопланового исследования различными методами с целью сопоставления результатов и выявления наиболее достоверных из них. Целесообразно также расширение области параметров точных численных решений и экспериментальных исследований явления. Один из наиболее важных новых теоретических результатов — предсказание возможности стабилизации атомов в режиме большой длительности импульсов ($\tau \gg t_K$) при увеличении интенсивности поля. Этот результат был получен на основе модели уравнений для амплитуд вероятностей $C_n(t)$ и до настоящего времени еще не нашел подтверждения в исследованиях другими методами. В связи с этим представляется очень важным продолжение попыток расширения области применимости решения на основе квазиклассического подхода на область импульсов большой длительности. Представляется также важным и соответствующее расширение диапазона параметров, в которых задача решается точно численными методами.

Список литературы

1. Gavril M, Kaminski J *Z Phys. Rev. Lett.* **52** 613 (1984)
2. Fedorov M V, Movsesian A M *J. Phys. B* **21** L155 (1988)
3. Hoogenraad J et al. *Phys. Rev. A* **50** 4133 (1994)
4. De Boer M P et al. *Phys. Rev. A* **50** 4085 (1994); Van Druten N J et al. *Phys. Rev. A* **55** 622 (1997)
5. Gavril M, in *Atoms in Intense Laser Fields* (Ed. M Gavril) (Boston: Academic Press, 1992) p. 435
6. Kulander K C *Phys. Rev. A* **35** 445 (1987)
7. Kulander K C et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2601 (1991)
8. Javanainen J, Eberly J H, Su Q *Phys. Rev. A* **38** 3430 (1988)
9. Fedorov M V *Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field* (Singapore, River Edge, NJ: World Scientific, 1997)
10. Fedorov M V *Laser Phys.* **3** 219 (1993)
11. Fedorov M V *J. Phys. B* **27** 4145 (1994)
12. Fedorov M V et al. *J. Phys. B* **29** 2907 (1996)
13. Woiczik A, Parzynski R *Laser Phys.* **7** 551 (1997)
14. Tikhonova O V, Fedorov M V *Laser Phys.* **7** 574 (1997); *Acta Phys. Pol.* **93** 77 (1998)
15. Fedorov M V, Tikhonova O V *Phys. Rev. A* **58** 1322 (1998)
16. Fedorov M V, Fedorov S M *Opt. Express* **3** 271 (1998)
17. Tikhonova O V et al. *Laser Phys.* **8** 85 (1998)