

ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ АТОМОВ В СИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ КАК СПОСОБ ПОЛУЧЕНИЯ ИНВЕРСИИ И ГЕНЕРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИДИМОГО И ВУФ-ДИАПАЗОНОВ ЧАСТОТ

А. В. Богацкая^{a,b,c}, Е. А. Волкова^b, А. М. Попов^{a,b,c}*

^a *Физический факультет, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

^b *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

^c *Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 22 февраля 2016 г.

Предлагается использовать явление интерференционной стабилизации ридберговских атомов в высокоинтенсивных лазерных полях как способ создания плазменного канала с инверсной населенностью. Инверсия между группой ридберговских уровней и низколежащими возбужденными и основным состоянием позволяет получить усиление и генерацию в ИК-, видимом и ВУФ-диапазонах частот. Проведен анализ процессов генерации и усиления излучения в плазменном канале на основе скоростных уравнений, а также оценена эффективность предложенного метода по сравнению с обычным методом генерации высоких гармоник в процессе перерасеяния электрона на родительском ионе.

DOI: 10.7868/S0044451016090029

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из наиболее актуальных проблем современной лазерной физики является разработка новых способов генерации электромагнитного излучения различных частотных диапазонов (от радиочастотного, до XUV и мягкого рентгеновского излучения) из лазерной плазмы. Это обусловлено широким спектром практических приложений генерируемого лазерной плазмой излучения в задачах диагностики (в том числе удаленной) различных сред [1–4], в частности, биологических объектов.

Обычно жесткое ультрафиолетовое излучение из лазерной плазмы связывают с процессом генерации высоких гармоник лазерного излучения [5, 6], излучаемых при перерасеянии электрона на родительском остове в процессе ионизации атома сильным лазерном полем [7]. С другой стороны, механизмы

генерации терагерцевого диапазона частот в лазерной плазме, созданной бихроматическими фемтосекундными лазерными импульсами, рассмотрены в работах [8,9]. Большой интерес также вызывает процесс широкополосной генерации из длинных протяженных плазменных каналов, созданных высокоинтенсивными лазерными импульсами в режиме филаментации [10], а также наблюдение усиления спонтанного излучения из филаментов в направлении, противоположном направлению распространения лазерного пучка в воздушной плазме с примесью молекул углеводородов (CH_4 , C_2H_2 , C_2H_4) и воды [11].

Идея возможности усиления электромагнитного излучения в плазме в инертных газах, характеризующихся ярко выраженным минимумом Рамзауэра в транспортном сечении рассеяния, в случае наличия диапазона энергий с инверсной населенностью электронного спектра была высказана еще в 1960-х гг. [12, 13]. Свое принципиальное развитие данная идея получила в недавних работах [14–16], где был предложен способ создания такой неравновес-

* E-mail: annabogatskaya@gmail.com

ной функции распределения электронов по энергиям в процессе фотоионизации газов мощным ультракоротким лазерным импульсом при длительности лазерного импульса меньшей или порядка времени электрон-атомных столкновений.

В данной работе рассматривается еще один подход к проблеме усиления и генерации электромагнитного излучения в лазерной плазме, основанный на явлении интерференционной стабилизации (ИС) атомов в сильном лазерном поле, ведущей к удержанию населенности (population trapping) в высоколежащих (ридберговских) состояниях [17]. В работе [18] было обращено внимание на то, что возникающая в результате стабилизации инверсная населенность между ридберговскими уровнями либо между группой ридберговских и основным или низколежащим возбужденным состоянием атома может быть использована для усиления и генерации излучения от терагерцевого до XUV диапазонов частот. В настоящей работе на основе численного моделирования процесса фотоионизации модельных атомов аргона и ксенона в режиме интерференционной стабилизации анализируются свойства плазменного канала, сформированного в газе фемтосекундным импульсом излучения титан-сапфирового лазера ($\hbar\omega = 1.55$ эВ) и его второй гармоники ($\hbar\omega = 3.1$ эВ). Анализируются инверсная населенность и коэффициенты усиления, которые могут быть достигнуты в плазменном канале на переходах между различными состояниями дискретного спектра к концу лазерного воздействия. На основе скоростных уравнений для динамики инверсии и интенсивности усиливаемого излучения анализируется процесс усиления (генерации) излучения в диапазонах частот от видимого до ВУФ. Обсуждается специфика усиления и генерации ВУФ-излучения в течение действия фемтосекундного лазерного импульса.

2. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ АТОМОВ В СИЛЬНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

Явление ИС ридберговских атомов было впервые предсказано в работах [17, 19], подробно проанализировано в последующих работах [20, 21] и, в частности, в монографии [22]. Согласно [17, 19] стабилизация возникает в результате деструктивной интерференции амплитуд переходов в континуум с возбужденных ридберговских состояний, когерентно перезаселяемых рамановскими переходами Λ -типа в процессе лазерного воздействия. Схемати-

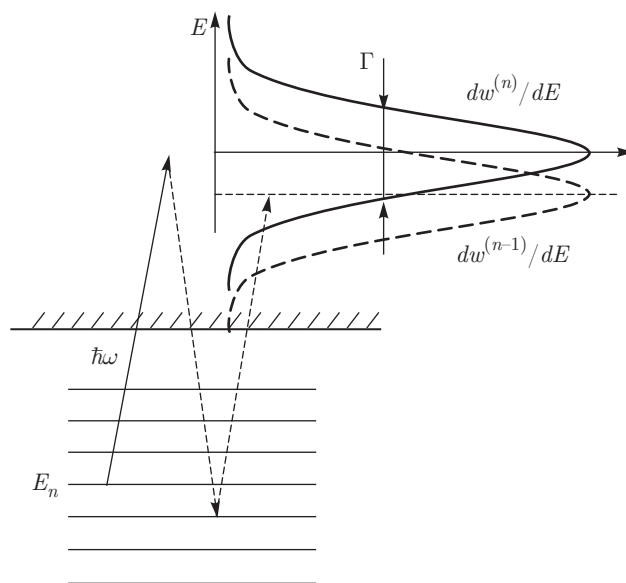


Рис. 1. Схема уровней и переходов, поясняющая возникновение интерференционной стабилизации

чески данный процесс изображен на рис. 1. Сплошной и штриховой кривыми в верхней части рисунка изображены энергетические распределения электронов в континууме, соответствующие переходам с ридберговских уровней E_n и E_{n-1} . Как известно, ширины данных распределений определяются золотым правилом Ферми:

$$\Gamma = 2\pi |\mathbf{d}_{nE} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_0 / 2|^2. \tag{1}$$

Здесь \mathbf{d}_{nE} — матричный элемент оператора дипольного момента для перехода $|E_n\rangle \rightarrow |E = E_n + \hbar\omega\rangle$ и $\boldsymbol{\varepsilon}_0$ — амплитуда напряженности электромагнитного поля волны. Согласно [22] порог возникновения интерференционной стабилизации определяется условием перекрытия ионизационных ширин ридберговских состояний и может быть записан в атомной системе единиц в виде¹⁾

$$\varepsilon_0 / \omega^{5/3} > 1 \tag{2}$$

или при переходе к интенсивностям — $I > I^* \approx \omega^{10/3}$. Для частоты излучения Тi:Са-лазера из (2) получаем пороговое значение интенсивности $I^* \approx 2.5 \cdot 10^{12}$ Вт/см², для излучения второй гармоники Тi:Са-лазера получаем возрастание порога ИС примерно в десять раз до $I^* \approx 2.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см².

¹⁾ Эта оценка следует из вида квазиклассических матричных элементов дипольного момента, полученных в работах [23, 24].

Общее выражение для квазиэнергетического спектра атома, «одетого» полем, в рамках простейшей модели двух близких невырожденных уровней и невырожденного континуума (1D) было получено в работе [17]:

$$\gamma_{\pm} = \frac{1}{2} \left(E_1 + E_2 - i\Gamma \pm \sqrt{(E_2 - E_1)^2 - \Gamma^2} \right). \quad (3)$$

Здесь $E_{1,2}$ — невозмущенные уровни энергии и Γ — ионизационная ширина, рассчитываемая по формуле (1) и полагаемая одинаковой для обоих уровней. Мнимая часть (3) определяет ионизационную ширину перестроенных уровней. Из (3) легко получить, что в пределе сильных полей, когда ионизационные ширины перекрываются, т. е. $\Gamma \geq E_2 - E_1$, уровни энергии существенно перестраиваются, что ведет к уменьшению ионизационной ширины с ростом интенсивности:

$$\Gamma_{IS} = -2 \operatorname{Im} \gamma_{+} = \frac{(E_2 - E_1)^2}{2\Gamma} \approx \frac{1}{I}. \quad (4)$$

В предыдущих рассуждениях предполагалось, что атом изначально находится в ридберговском состоянии, однако ИС также имеет место для атомов в основном состоянии, взаимодействующих с сильным лазерным полем [25]. В этом случае многофотонный резонанс основного состояния с ридберговскими уровнями приводит к их эффективному заселению, а удержанию населенности в ридберговских состояниях способствует явление интерференционной стабилизации [26].

На качественном уровне идея ИС была впервые использована Чином в работе [27] для объяснения экспериментально наблюдаемых особенностей на зависимостях вероятности ионизации атомов инертных газов от интенсивности излучения Ti:Sa-лазера. По нашему мнению, недавно опубликованные экспериментальные данные по ионизации атомов гелия, полученные группой Эйхмана [28–30], а также аргона и криптона, полученные группой Мосхаммера [31], также могут быть интерпретированы в рамках теории ИС.

Детальный анализ удержания населенности (population trapping) в высоковозбужденных состояниях атомов водорода и серебра при воздействии титан-сапфирового лазерного импульса, основанный на численном интегрировании нестационарного уравнения Шредингера для квантовой системы в поле электромагнитной волны, был проведен в работах [32–34] и продемонстрировал согласие с основными положениями теории ИС. В частности, немонотонный характер зависимости вероятностей ионизации и возбуждения атомов водорода

и серебра от интенсивности импульса связан с последовательным закрытием каналов ионизации вследствие штарковского сдвига границы континуума, причем положение максимумов на зависимости вероятности возбуждения от интенсивности излучения соответствует ситуации, когда закрывается очередной канал ионизации [26]. Аналогичные результаты по обнаружению эффекта стабилизации для атомов калия были получены также в численных расчетах [35]. В недавней работе [36] было экспериментально обнаружено удержание населенности в высоковозбужденных состояниях молекул оксида азота в поле сильного лазерного импульса.

3. ИНВЕРСНАЯ НАСЕЛЕННОСТЬ, ВОЗНИКАЮЩАЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ СИЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ПОЛЯ В РЕЖИМЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ

Как уже отмечалось, результаты, полученные в нашей работе, основаны на численном *ab initio* интегрировании нестационарного уравнения Шредингера для одноэлектронной квантовой системы в поле электромагнитной волны в дипольном приближении. Методика проведения расчетов подробно обсуждается в работе [37]. Одноэлектронные потенциалы, моделирующие атомы аргона и ксенона, описаны в работе [38]. Огибающая лазерного импульса задавалась выражением

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0 \sin^2 \left(\frac{\pi t}{2\tau_f} \right),$$

где ε_0 — максимальное значение напряженности поля в импульсе, τ_f — длительность переднего (заднего) фронта импульса. В дальнейшем при обсуждении результатов используется интенсивность излучения $I = c\varepsilon_0^2/8\pi$. Величина τ_f выбиралась равной 20 периодам колебаний поля волны для частоты Ti:Sa-лазера и 10 периодам — для его второй гармоники. В таком случае длительности обоих импульсов $2\tau_f$ совпадали и составляли приблизительно 53 фс.

Как было упомянуто выше, явление интерференционной стабилизации в газах при воздействии высокоинтенсивного лазерного излучения ведет к появлению инверсии между различными ридберговскими состояниями, а также между ридберговскими и нижними возбужденными и основным состояниями атома. На рис. 2 представлены зависимости заселенности основного и совокупности возбужденных состояний атомов аргона от интенсивности для

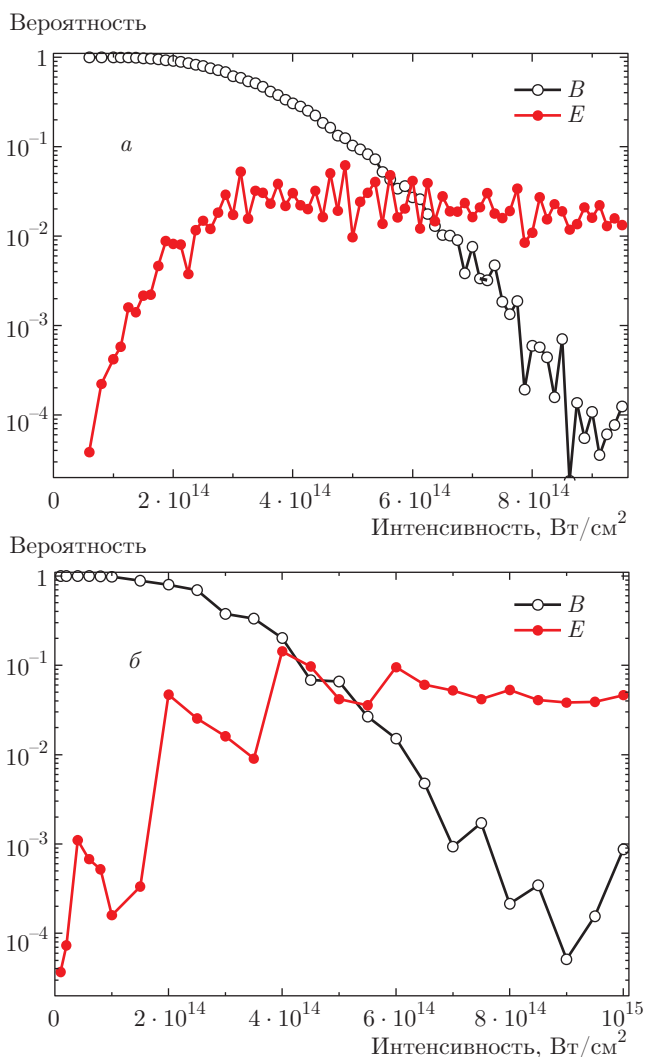


Рис. 2. Кривые населенностей совокупности ридберговских (E) и основного (B) состояний атома в зависимости от пиковой интенсивности первой (a) и второй (b) гармоник Ti:Sa-лазерного импульса

первой и второй гармоник Ti:Sa-лазера к концу лазерного импульса. Кривые вероятностей возбуждения представляют собой чередующиеся максимумы и минимумы, связанные с эффектом закрытия каналов [32]. Для второй гармоники Ti:Sa-лазера наблюдаемые максимумы разделены интервалами интенсивности примерно $\Delta I = 2 \cdot 10^{14}$ Вт/см², что соответствует условию, когда пондеромоторный сдвиг границы континуума $U_{pond} = \varepsilon_0^2/4\omega^2$ достигает величины энергии кванта $\hbar\omega$. Что касается первой гармоники, то в данном случае закрытие каналов происходит значительно чаще ($\Delta I = 2.5 \cdot 10^{13}$ Вт/см²), а суммарная заселенность ридберговских уровней меньше (см. рис. 2а), что может быть связано с большим порядком многофотонности данного процесса.

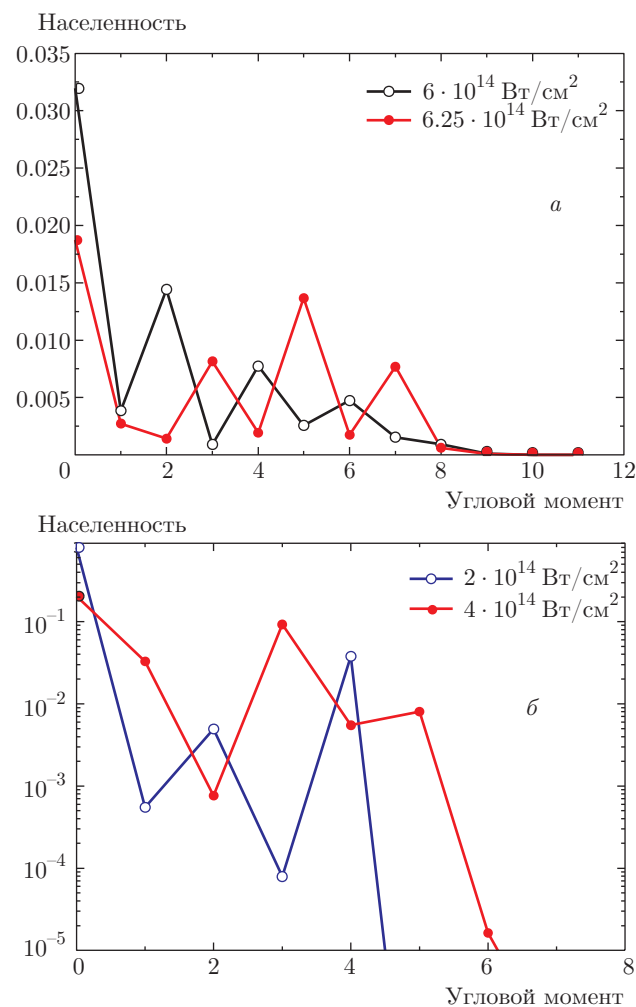


Рис. 3. Распределение суммарной инверсии в зависимости от углового момента в атомах аргона при воздействии первой (a), второй (b) и гармоник Ti:Sa-лазера

Более подробная информация о распределении населенности в различных возбужденных состояниях в зависимости от углового момента и главного квантового числа, полученная для атомов аргона для первой и второй гармоники Ti:Sa-лазера, представлена на рис. 3 и 4. Из рис. 3 видно, что имеет место заселение по моментам определенной четности. При этом четность возбуждаемых состояний определяется порядком многофотонности процесса, связывающего основное и ридберговские состояния. Эта четность меняется при изменении интенсивности на величину ΔI , определяемую закрытием очередного канала ионизации. Так, например, при интенсивности $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² заселены преимущественно состояния с четным угловым моментом (рис. 3б), что является следствием 6-фотонного резонанса между основным состоянием и группой

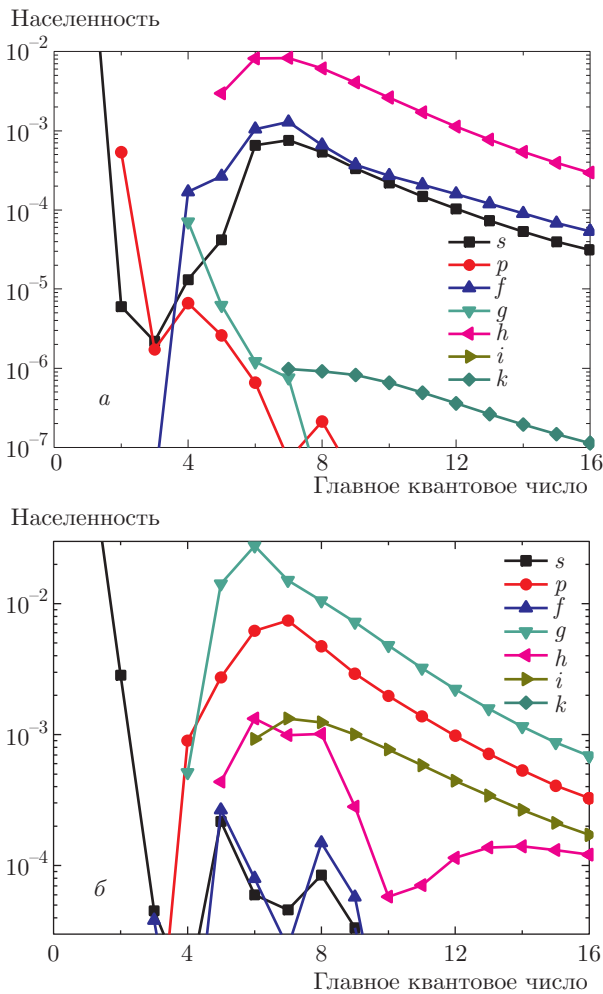


Рис. 4. Распределение населенностей ридберговских состояний с различными угловыми моментами для атомов аргона в зависимости от значений главного квантового числа к концу импульса титан-сапфирового лазера. Интенсивности излучения $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (а) и $4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² (б)

ридберговских, а также когерентного перезаселения их через рамановские переходы Λ -типа. С ростом интенсивности происходит закрытие еще одного канала ($I = 4 \cdot 10^{14}$ Вт/см²), при возникающем 7-фотонном резонансе эффективно заселяются нечетные состояния. Аналогичные данные, полученные для значения частоты $\omega = 1.55$ эВ, приведены на рис. 3а. Значения интенсивностей $6 \cdot 10^{14}$ и $6.25 \cdot 10^{14}$ Вт/см² соответствуют четному и нечетному числу квантов поля, связывающих основное и ридберговское состояния.

На рис. 4 приведены распределения атомной населенности по главному и орбитальному квантовым числам для значений интенсивности $2 \cdot 10^{14}$ Вт/см² и $4 \cdot 10^{14}$ Вт/см² для второй и первой гармоник Ti:Sa-лазера соответственно, демонстрирующие на-

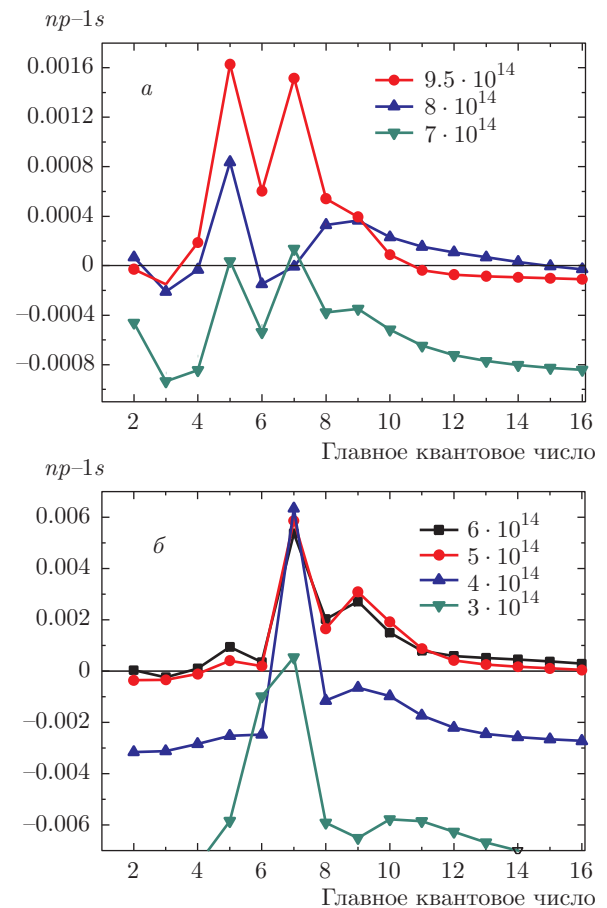


Рис. 5. Разность населенностей np - и $1s$ -состояний атомов аргона (а) и ксенона (б) в зависимости от главного квантового числа при различных значениях интенсивности второй гармоники Ti:Sa-лазерного импульса. Интенсивности имеют размерность Вт/см²

личие инверсной населенности между возбужденными атомными состояниями. При этом преимущественное заселение состояний с определенным значением пространственной четности приводит к тому, что на переходах $nl \rightarrow n'l \pm 1$ инверсная населенность фактически определяется населенностью верхнего уровня. Другая ситуация возникает при определении инверсии на переходах в основное состояние $np \rightarrow 1s$. В этом случае инверсия возникает при больших значениях интенсивности, соответствующих опустошению основного состояния (см. рис. 5).

4. УСИЛЕНИЕ И ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИДИМОГО И УФ-ДИАПАЗОНОВ В ПОСЛЕИМПУЛЬСНОМ РЕЖИМЕ

Для исследования процессов усиления и генерации электромагнитного излучения в неравновес-

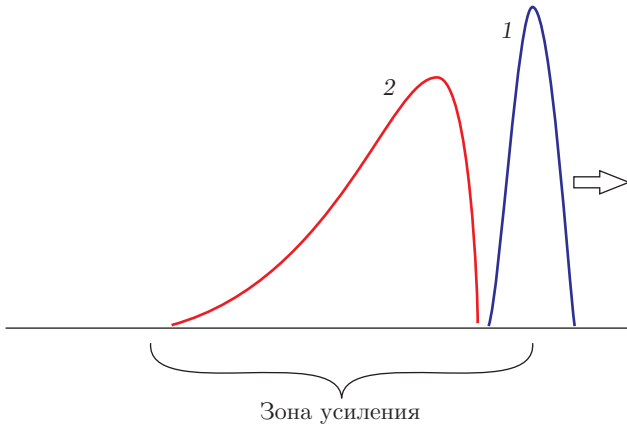


Рис. 6. Схематическое изображение процесса усиления. 1 — лазерный импульс, 2 — усиливается (генерируемый) импульс. Для эффективного процесса усиления импульс 2 должен находиться в зоне усиления импульса 1

ном плазменном канале с инверсной населенностью в среде используются следующие уравнения баланса интенсивности излучения в плазме [39]:

$$\frac{\partial I^\pm(z, t)}{\partial z} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial I^\pm(z, t)}{\partial t} = g \left(t - \frac{z}{c} \right) I^\pm(z, t) + \frac{\hbar\omega}{2\tau_s} \Delta N(z, t) \left(\frac{d}{2L} \right)^2, \quad (5)$$

где знак «±» соответствует излучению, распространяющемуся в направлении движения лазерного пучка (вперед) и в противоположном направлении (назад). Первое слагаемое в правой части (5) описывает процесс вынужденного излучения, тогда как второе отвечает за развитие спонтанного излучения. При записи (5) использованы следующие обозначения: $g(\tau)$ — коэффициент усиления в плазменном канале, τ_s — время спонтанного распада, ΔN — инверсия для соответствующего перехода, d — диаметр плазменного канала, L — его длина. Коэффициент $(d/2L)^2$ задает телесный угол для спонтанно испущенных фотонов, которые распространяются вдоль оси канала и участвуют в процессе усиления. В нашей модели мы считаем, что $d = 10$ мкм, $L = 50$ – 100 см.

Наличие быстрой релаксации инверсии (как мы увидим, именно такой случай реализуется в условиях нашей модели) приводит к возможности развития генерации только самосогласованно с движением лазерного импульса в газе (т. е. эмиссия вперед). Схематически развитие генерации в этом случае представлено на рис. 6.

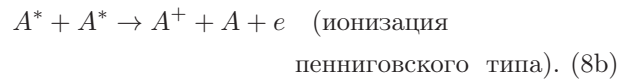
Вводя переменные $\tau = t - z/c$ — запаздывающее время и $\eta = z$, получаем систему уравнений для рас-

качки генерации в плазме, которое должно решаться согласованно со скоростными уравнениями для динамики инверсной населенности:

$$\frac{\partial I(z, t)}{\partial z} = g(\tau)I(z, t) + \frac{\hbar\omega}{2\tau_s} \left(\frac{d}{2L} \right)^2 \Delta N, \quad (6)$$

$$\frac{d\Delta N}{d\tau} = -\sigma_{ph} \frac{I(z, \tau)}{\hbar\omega} \Delta N - \frac{\Delta N}{\tau_{ion}}, \quad (7)$$

где τ_{ion} — время жизни ридберговских уровней. В наших условиях в послеимпульсном режиме распад инверсии определяется ионизацией ридберговских атомов в результате их ионизации электронами плазмы канала. Оценивая сечение столкновительной ионизации ридберговских атомов как $\sigma_i \approx \pi e^4/EI_i$ (I_i — потенциал ионизации ридберговского атома, E — энергия ионизирующего электрона), получим оценку для характерного времени распада инверсии $\tau_i = N_e \sigma_i(E) \sqrt{2E/m}$, где N_e — концентрация электронов в плазме канала. Полагая, что $E \approx 1$ эВ, $I_i \approx 0.1$ эВ (что соответствует значению главного квантового числа $n = 6$ – 10), а концентрация электронов $N_e \approx 10^{17}$ см⁻³, получим $\tau_{ion} \approx 10^{-13}$ с. Что касается других каналов ионизации:



Здесь A обозначает невозбужденный атом, A^* — ридберговский атом, $(A_2^+)^*$ — возбужденный молекулярный ион. Константы скоростей этих процессов имеют порядок 10^{-10} см³·с⁻¹ [40–42], что приводит к оценке времени ионизации в таких процессах $\tau'_{ion} \approx 10^{-6}$ – 10^{-8} с. Это значительно превышает время распада ридберговских состояний за счет столкновений с электронами.

В данной работе мы ограничимся рассмотрением лишь случая слабых полей, когда влиянием усиливается (генерируемого) поля излучения на динамику инверсной населенности можно пренебречь. Из уравнения (7) следует, что это возможно при выполнении следующего условия:

$$I \ll \frac{\hbar\omega}{\tau_{ion}\sigma_{ph}} \sim 10^{10} \text{ Вт/см}^2. \quad (9)$$

Пусть условие (9) выполнено на длине усиления L , тогда распад инверсии будет описываться следующим выражением:

$$\Delta N = \Delta N_0 \exp(-\tau/\tau_{ion}). \quad (10)$$

Для сечения фотопоглощения имеем формулу

$$\sigma_{ph} = \frac{\lambda^2}{2\pi} \frac{A_{n_1, \ell \rightarrow n_2, \ell \pm 1}}{\Delta\nu}, \quad (11)$$

где λ — длина волны для перехода $n_1, \ell \rightarrow n_2, \ell \pm 1$, $\Delta\nu$ — столкновительная ширина уровня, которая при концентрации атомов газа $N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ может быть оценена как $\Delta\nu \approx 3 \cdot 10^{-6}$ (в атомных единицах), $A_{n_1, \ell \rightarrow n_2, \ell \pm 1}$ — коэффициент Эйнштейна для спонтанного излучения,

$$A_{n_1, \ell \rightarrow n_2, \ell \pm 1} = \frac{4\Omega^3}{3c^3} |d_{n_1, \ell \rightarrow n_2, \ell \pm 1}|^2, \quad (12)$$

$\Omega = 1/2n_2^2 - 1/2n_1^2$ — энергия перехода в атомных единицах, $c = 137$ — скорость света, $d_{n_1, \ell \rightarrow n_2, \ell \pm 1}$ — матричный элемент оператора дипольного момента, вычисленный в приближении ВКБ [23, 24]. Как следует из формул (11), (12), а также соотношения $|d_{n, \ell}|^2 \approx 1/n_1^3 n_2^3$, сечение фотопоглощения растет с увеличением частоты перехода. Так, например, для заданной концентрации атомов газа ($N = 10^{18} \text{ см}^{-3}$) для переходов ИК-диапазона характерные значения коэффициента усиления лежат в диапазоне 10^{-3} см^{-1} , для ВУФ-излучения эти значения могут достигать $4\text{--}5 \text{ см}^{-1}$ (см. рис. 7), что позволяет сделать вывод о возможности не только усиления, но и лазерного эффекта, возникающего из спонтанного излучения. Коэффициент усиления в видимом диапазоне занимает промежуточную область значений, которые варьируются от 10^{-3} до 1 см^{-1} в зависимости от значений инверсной населенности для конкретного перехода. Таким образом, с учетом упомянутых выше оценок, в дальнейшем мы будем рассматривать процессы генерации ВУФ-излучения, а также усиления в видимом диапазоне.

Решение системы уравнений (6), (7) дает нам следующую зависимость для интенсивности сигнала в режиме развития спонтанного фона:

$$I(z, t) = \frac{\hbar\omega}{2\tau_s\sigma_{ph}} \left(\frac{d}{2L}\right)^2 \times [\exp(\sigma_{ph}z\Delta N_0 \exp(-\tau/\tau_{ion})) - 1]. \quad (13)$$

На рис. 8, 9 изображены пространственно-временные профили развития генерации излучения ВУФ и видимого диапазонов соответственно в плазме аргона, содержащей инверсную населенность в электронном спектре. Данные, полученные для случая видимого излучения, соответствуют интенсивности лазера $4 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$, тогда как для генерации ВУФ-излучения необходимы существенно большие

интенсивности (например, $9.5 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$), для того чтобы достичь режима опустошения основного состояния и больших величин инверсии. Значения инверсии, соответствующие переходам $np \rightarrow 2s$ (видимый свет) и $7p \rightarrow 1s$ (ВУФ-диапазон) были взяты соответственно из рис. 4а и 5а, концентрация атомов в газе полагалась равной 10^{18} см^{-3} .

В случае ВУФ-излучения можно наблюдать эффективный процесс раскачки генерации, сопровождающийся уменьшением инверсной населенности ридберговских уровней, в частности, интенсивность генерируемого сигнала достигает 10^5 Вт/см^2 на длине усиления 5 см (см. рис. 8). Однако для видимого излучения при меньшей частоте генерируемого излучения процесс развития спонтанной генерации происходит гораздо менее эффективно (см. рис. 9).

В заключение мы бы хотели обсудить процесс усиления импульса, вводимого извне в плазменный канал. Мы полагали, что огибающая входного сигнала имеет сглаженную \sin^2 -форму:

$$I(z = 0, \tau) = I_0 \sin^2(\pi t/2\tau_p), \quad (14)$$

с длительностью импульса $\tau_p = 20$ фс. Тогда общее решение уравнения (6) может быть записано в виде

$$I(z, \tau) = I_0 \sin^2(\pi\tau/2\tau_p) \times \exp[\sigma_{ph}\Delta N_0 \exp(-\tau/\tau_{ion})z], \quad (15)$$

где I_0 — пиковая интенсивность усиливаемого сигнала. Типичные зависимости, полученные по формуле (15) на длине распространения 25 см для различных переходов, соответствующих видимому диапазону частот, представлены на рис. 10. Согласно приведенным результатам, входной сигнал может быть усилен до 25 раз на данном расстоянии, если при этом не нарушается условие (9).

Таким образом, задача об усилении и генерации коротких импульсов с длительностью, меньшей времени ионизации ридберговских уровней, выглядит довольно перспективной. Предложенный метод может конкурировать с известным механизмом генерации высоких гармоник, широко исследуемым в течение многих лет, начиная с работ [43–45], хотя и позволяет генерировать излучение более низкочастотное, чем в подходе, основанном на генерации рекомбинационного излучения. Что касается качественного сравнения двух механизмов генерации, следует отметить, что, в отличие от генерации гармоник в процессе перерассеяния, метод, предложенный в данной статье, позволяет получать режимы генерации и усиления как во время, так и после воздействия лазерного импульса. При этом,

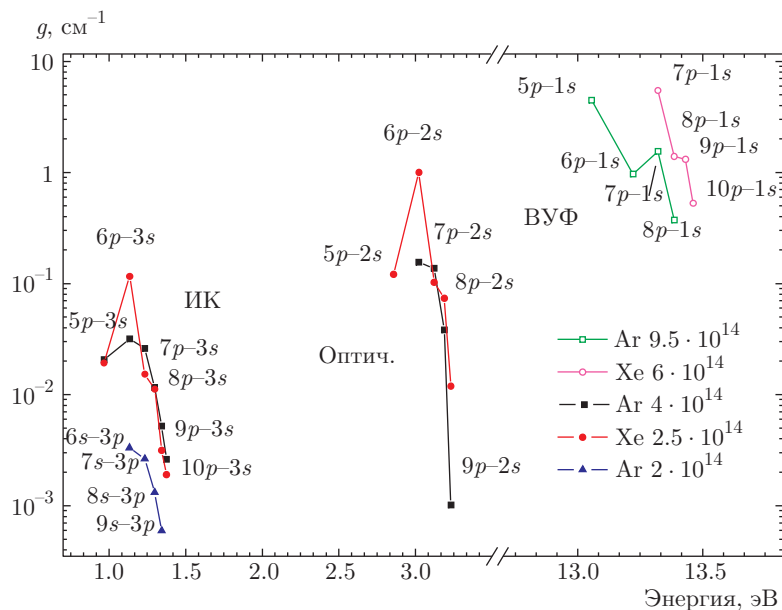


Рис. 7. Коэффициенты усиления на различных переходах в атомах аргона и ксенона. Концентрация атомов в среде 10^{18} см^{-3}

поскольку штарковский сдвиг ридберговских уровней и пондеромоторный сдвиг границы континуума практически совпадают, диапазоны частот, излучаемых электроном при перерассеянии на родительском ионе и при переходе из ридберговского состояния атома в основное в процессе лазерного воздействия, могут оказаться близкими по величине. Поскольку волновые функции ридберговских состояний локализованы в непосредственной близости от атомного ядра и не расплываются во времени, эффект преобразования частоты Ti:Sa-лазера в высокочастотную область спектра может оказаться более эффективным. Действительно, считая, что в процессе перерассеяния волновой пакет в континууме расплывается изотропно и делокализуется по области пространства: $\Delta x \approx \hbar\tau/ma_0$, где τ — длительность лазерного импульса, a_0 — боровский радиус, получим, что для характерных длительностей лазерного импульса порядка 100 фс величина Δx значительно превышает область локализации волновой функции ридберговских состояний с квантовыми числами 6–10. Чтобы провести качественный сравнительный анализ матричных элементов оператора дипольного момента, учтем, что волновая функция ридберговского s -состояния вблизи нуля имеет асимптотику $\Psi_{Ry} \sim (a_0^3 n^3)^{-1/2}$, а волновой пакет в континууме характеризуется примерно равномерным распределением по области, $\Delta x/2$, т. е. $|\Psi_{cont}|^2 \sim (2/(\Delta x))^3$. Отношение интенсивностей из-

лучения определяется отношением квадратов модуля матричных элементов перехода в основное состояние, поэтому для оценки эффективности процессов можно записать:

$$\frac{I_{cont}}{I_{Ry}} = \left| \frac{\Psi_{cont}}{\Psi_{Ry}} \right|^2 = \left(\frac{a_0 n}{\Delta x/2} \right)^3 \approx 10^{-6}. \quad (16)$$

Принимая во внимание, что заселенность ридберговских уровней в среднем составляет несколько процентов от общего числа атомов, получаем $I_{cont}/I_{Ry} \approx 10^{-4}$.

Следует, однако, отметить, что сделанная оценка (16) позволяет сопоставить интенсивности излучения от одиночного атома. Эффект когерентности атомного ансамбля при рекомбинационном механизме излучения высоких гармоник приводит к квадратичной зависимости интенсивности излучения от концентрации атомов газа на длине фазового синхронизма. В случае излучения, возникающего на переходах между состояниями дискретного спектра атома, такой когерентности, по-видимому, уже не будет даже в процессе лазерного воздействия, что приведет к линейной зависимости интенсивности излучения от концентрации атомов. В связи с этим, для более информативного сравнения различных механизмов излучения может быть недостаточно оценки матричных элементов переходов в отдельном атоме, и необходимо более детально анализировать условие фазового синхронизма.

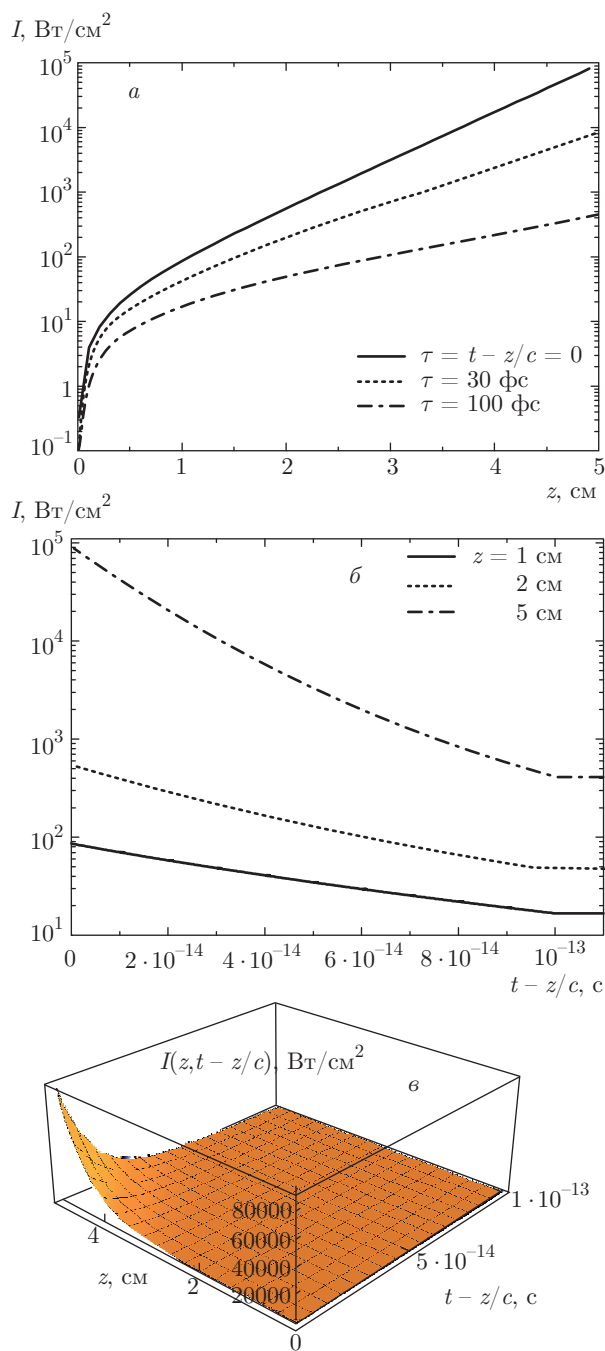


Рис. 8. Пространственная зависимость интенсивности генерируемого ВУФ-импульса в различные моменты запаздывающего времени (а); временная зависимость ВУФ-импульса на различных длинах распространения (б); двумерное распределение интенсивности импульса (в)

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследована идея использования явления интерференционной стабилизации атомов в сильном лазерном поле для получения

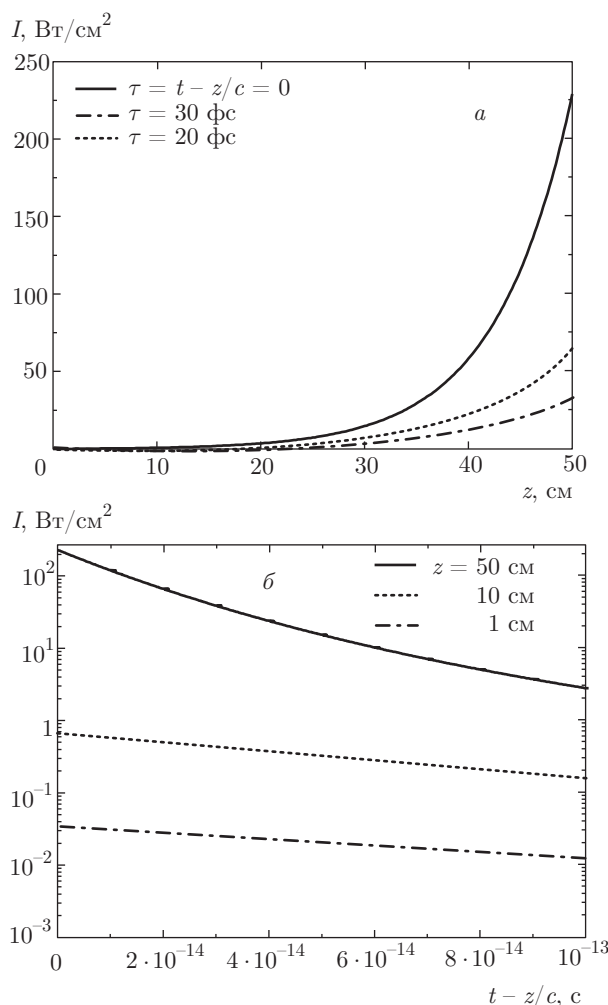


Рис. 9. Пространственное распределение интенсивности генерируемого видимого сигнала в различные моменты запаздывающего времени (а), временная зависимость интенсивности импульса на различных длинах распространения (б)

инверсной населенности соседних ридберговских состояний, а также ридберговских и низколежащих возбужденных и основного состояний атома при больших интенсивностях воздействующего излучения. Показано, что полученная инверсия после окончания воздействия лазерного импульса может быть использована для усиления и генерации импульсов различных частотных диапазонов от видимого до ВУФ. На основе решения уравнений баланса для интенсивности излучения совместно со скоростными уравнениями для распада инверсной населенности в плазме получены пространственно-временные профили интенсивности усиливаемых и генерируемых импульсов и показано, что в исследуемом случае возможно развитие генерации

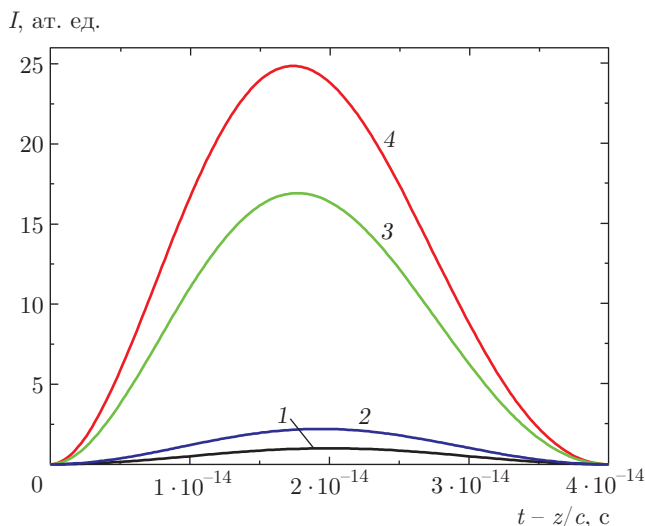


Рис. 10. Усиление импульса видимого диапазона частот в плазменном канале. Кривая 1 соответствует входному сигналу, кривые 2–4 — усилению на частотах, соответствующих переходам $np \rightarrow 1s$, $n = 8$ (2), 7 (3), 6 (4). Длина распространения $L = 25$ см

излучения в направлении распространения лазерного импульса. Также проведен качественный сравнительный анализ эффективности рассмотренного метода генерации и метода генерации высоких гармоник по модели перерассеяния П. Коркума.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 15-02-00373, 16-32-00123). Численные расчеты проводились на суперкомпьютерном комплексе МГУ «Ломоносов».

ЛИТЕРАТУРА

1. J. L. Skinner, *Science* **328**, 985 (2010).
2. K. Meister, S. Ebbinghaus, Y. Xu et al., *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **110**, 1617 (2013).
3. L. V. Titova, A. K. Ayesheshim, A. Golubov et al., *Sci. Rep.* **3**, 2363 (2013).
4. N. K. Grady, J. E. Heyes, D. R. Chowdhury et al., *Science* **340**, 1304 (2013).
5. P. Agostini and L. F. Di Mauro, *Rep. Prog. Phys.* **67**, 813 (2004).
6. F. Krausz and M. Ivanov, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 163 (2009).
7. P. B. Corkum, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1994 (1993).
8. M. Kieß et al., *Nature Phys.* **2**, 327 (2006).

9. V. B. Gildenburg and N. V. Vvedenskii, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 245002 (2007).
10. S. Akturk, C. D. Amico, M. Franco, A. Couairon, and A. Mysyrowicz, *Phys. Rev. A* **76**, 063819 (2007).
11. S. L. Chin and H. L. Xu, *Chin. Phys. B* **24**, 013301 (2015).
12. G. Bekefi, Y. L. Hirshfield, and S. C. Brown, *Phys. Fluids* **4**, 173 (1961).
13. Ф. В. Бункин, А. Е. Казаков, М. В. Федоров, *УФН* **107**, 559 (1972) [*Sov. Phys. Usp.* **15**, 416 (1972)].
14. А. В. Богацкая, А. М. Попов, *Письма в ЖЭТФ* **97**, 453 (2013) [*A. V. Bogatskaya and A. M. Popov, JETP Lett.* **97**, 338 (2013)].
15. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, *J. Phys. D* **47**, 185202 (2014).
16. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, A. M. Popov, and I. V. Smetanin, *Laser and Particle Beams* **33**, 17 (2015).
17. M. V. Fedorov and A. M. Movsesian, *J. Phys. B* **21**, L155 (1988).
18. A. V. Bogatskaya and A. M. Popov, *Laser Phys. Lett.* **12**, 045303 (2015).
19. A. M. Movsesian and M. V. Fedorov, *Sov. Phys. JETP* **68**, 27 (1989).
20. M. V. Fedorov, M.-M. Tehranchi, and S. M. Fedorov, *J. Phys. B* **29**, 2907 (1996).
21. M. V. Fedorov and O. V. Tikhonova, *Phys. Rev. A* **58**, 1322 (1998).
22. M. V. Fedorov, *Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field*, World Sci. (1997).
23. N. B. Delone, S. P. Goreslavsky, and V. P. Krainov, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **16**, 2369 (1983).
24. N. B. Delone, S. P. Goreslavsky, and V. P. Krainov, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **22**, 2941 (1989).
25. Ю. В. Дубровский, М. Ю. Попов, М. В. Федоров, *ЖЭТФ* **99**, 411 (1991) [*Yu. V. Dubrovskii, M. Yu. Ivanov, and M. V. Fedorov, Sov. Phys. JETP* **72**, 228 (1991)].
26. M. V. Fedorov, N. P. Poluektov, A. M. Popov, O. V. Tikhonova, V. Yu. Kharin, and E. A. Volkova, *IEEE J. Quant. Electron.* **18**, 42 (2012).
27. A. Talebpour, C. Y. Chien, and S. L. Chin, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **29**, 5725 (1996).

28. T. Nubbemeyer, K. Gorling, A. Saenz, U. Eichmann, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 233001 (2008).
29. U. Eichmann, A. Saenz, S. Eilzer, T. Nubbemeyer, and W. Sandner, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 203002 (2013).
30. U. Eichmann, T. Nubbemeyer, H. Rottke, and W. Sandner, *Nature* **461**, 1261 (2009).
31. L. Fechner, N. Camus, A. Krupp, J. Ullrich, Th. Pfeifer, and R. Moshhammer, *Phys. Rev. A* **92**, 051403(R) (2015).
32. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **20**, 1028 (2010).
33. E. A. Волкова, А. М. Попов, О. В. Тихонова, *ЖЭТФ* **140**, 450 (2011) [*JETP* **113**, 394 (2011)].
34. E. A. Volkova, A. M. Popov, and O. V. Tikhonova, *J. Mod. Opt.* **58**, 1195 (2011).
35. F. Morales, M. Richter, S. Patchkovskii, and O. Smirnova, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* **108**, 16906 (2011).
36. Lv Hang, J. Zhang, W. Zuo et al., *Chin. Phys. B* **24**, 063303 (2015).
37. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, *Laser Phys.* **21**, 1593 (2011).
38. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, *Quantum. Elect.* **43**, 1110 (2013).
39. D. Kartashov, S. Ališauskas, A. Pugžlys, M. N. Shneider, and A. Baltuška, *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **48**, 094016 (2015).
40. Е. Л. Думан, И. П. Шматов, *ЖЭТФ* **78**, 2116 (1980).
41. R. K. Janev and A. A. Mihajlov, *Phys. Rev. A* **21**, 819 (1980).
42. A. A. Mihailov and R. K. Janev, *J. Phys. B: Atom. Mol. Phys.* **14**, 1639 (1981).
43. A. L'Huillier, M. Lewenstein, P. Salieres et al., *Phys. Rev. A* **48**, R3433 (1993).
44. M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov et al., *Phys. Rev. A* **49**, 2117 (1994).
45. W. Becker, S. Long, and J. K. McEver, *Phys. Rev. A* **50**, 1540 (1994).