Письма в ЖЭТФ, том 113, вып. 4, с. 237 – 247 © 2021 г. 25 февраля

Генерация предельно коротких аттосекундных и терагерцовых импульсов на основе коллективного спонтанного излучения тонкой резонансной среды (Миниобзор)

Р. М. Архипов[+*×1)], М. В. Архипов[+*1)], А. В. Пахомов[+1)], М. О. Жукова[*1)], А. Н. Цыпкин[*1)], Н. Н. Розанов[*×1)]

[+] Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия

[*] Университет ИТМО, 197101 С.-Петербург, Россия

[×] Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 6 января 2021 г.
После переработки 6 января 2021 г.
Принята к публикации 7 января 2021 г.

Приведен обзор предложенных недавно авторами и изученных теоретически методов генерации предельно коротких импульсов, основанных на коллективном спонтанном излучении тонкого слоя резонансной среды, возбуждаемой парой высокочастотных (по отношению к частоте перехода среды) импульсов. Источником генерируемого излучения является импульс резонансной поляризации среды ("импульс остановленной поляризации"), возбуждаемой и выключаемой парой световых импульсов накачки. Данный метод позволяет получать импульсы аттосекундной длительности в оптическом и ультрафиолетовом диапазонах, а также фемтосекундные импульсы в терагерцовом диапазоне частот. Обсуждается роль эффекта сверхизлучения в генерации. Использование когерентных и коллективных процессов позволяет добиться высокой эффективности генерации терагерцового излучения. Предложенный метод является альтернативным способом получения предельно коротких импульсов, по сравнению с хорошо разработанными на сегодняшний день методами, такими как генерация гармоник высокого порядка и др.

DOI: 10.31857/S1234567821040042

Введение. Получение предельно коротких импульсов аттосекундной и фемтосекундной длительности в дальнем ультрафиолетовом (XUV), оптическом и терагерцовом диапазонах является в последнее время одним из актуальнейших направлений исследований в современной физике [1–8]. Периоды резонансных переходов электронов в атомах лежат в аттосекундном диапазоне, и следовательно, аттосекундные импульсы являются уникальным инструментом для исследования и управления сверхбыстрыми процессами в атомах, молекулах, твердых телах [8–10] и наноструктурах [11–12]. А частоты колебаний многих молекул и элементарных возбуждений в твердых телах и диэлектриках лежат в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот. Поэтому импульсы ТГц излучения находят различные применения в спектроскопии [13–16], а также имеют много других приложений в медицине, построении изображения и пр. [6–7].

Для экспериментального получения аттосекундных импульсов используется метод генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) и его различные модификации. Высшие гармоники возникают при взаимодействии инфракрасных фемтосекундных лазерных импульсов с различными веществами [1–4], что может быть объяснено на основе "трехступенчатой модели" (*three-step model*) [1, 2]. На первом этапе происходит ионизация электрона в лазерном поле фемтосекундного импульса, на втором этапе ускорение свободного электрона полем, а на третьем этапе его рекомбинация с родительским ионом. При этой рекомбинации и происходит излучение XUV фотонов. Когерентное сложение генерируемых нечетных гармоник центральной частоты ИК возбуждающего фемтосекундного импульса по аналогии с синхронизацией мод в лазерах и приводит к генерации последовательности аттосекундных импульсов. Для практических приложений необходима генерация одиночно-

[1)] e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com; m.arkhipov@klnran.ru; antpakhom@gmail.com; mozhukova@itmo.ru; tsypkinan@itmo.ru; nnrosanov@mail.ru

го аттосекундного импульса. Для этой цели разработаны различные модификации метода ГГВП, такие как метод стробирования (“*gating technique*”), основанный на подавлении ГГВП с использованием циркулярно поляриризованного импульса возбуждения [3, 4].

Помимо методов, основанных на ГГВП, известны и другие способы получения аттосекундных импульсов. Так, в [9, 17] был осуществлен метод генерации полупериодных аттосекундных импульсов на основе фурье-синтеза разделенных в пространстве отдельных спектральных компонент суперконтинуума. Авторами [18, 19] предложены способы получения аттосекундных импульсов при торможении ускоренных лазерным импульсом электронов в тонкой мишени. В [20] рассмотрена возможность генерации таких импульсов в ондуляторе. При этом авторы [9, 18, 19] предложили фактически способ получения квазиуниполярного оптического аттосекундного импульса, содержащего всплеск поля одной полярности с большой амплитудой и длинный затухающий хвост противоположной полярности. В [21] показана возможность получения полуциклового аттосекундного импульса при отражении падающего фемтосекундного импульса от тонкого слоя металлической или диэлектрической пленки за счет ускорения и последующего торможения электронов в пленке. Сходные идеи получения полуциклового аттосекундного импульса при ускорении электронов в плазме представлены в [22].

Отметим, что получение квазиуниполярных и униполярных импульсов в оптическом и примыкающих диапазонах с ненулевой постоянной составляющей поля является предметом активного обсуждения в литературе, см. обзоры [23–25] и приведенную литературу. В виду наличия мощного всплеска поля одной полярности и ненулевой электрической площади (интеграл от напряженности электрического поля по времени $S_E = \int E(t)dt$) они могут найти применение для эффективного управления динамикой населенностей в атомных системах [26–30], ускорении заряженных частиц [31], управление спином [32] и голографической записи информации об объекте [33]. Помимо практического интереса следует отметить также фундаментальный интерес к униполярному свету, связанному, например, с обнаруженным недавно правилом сохранения электрической площади импульса [34] и дискуссии вокруг возможности наблюдения оптического эффекта Ааронова–Бома на основе униполярных импульсов [35].

Методы генерации ТГц импульсов также хорошо разработаны на сегодняшний день и основаны на создании кратковременного импульса тока (или поляризации) при облучении вещества фемтосекундным лазерным импульсом [5–8]. К ним можно отнести возникновение кратковременной фотопроводимости в полупроводниках (*photoconductive switch*) [7], плазменная нелинейность [5, 6], метод оптического выпрямления [8, 36], а также за счет возникновения солитонов самоиндуцированной прозрачности и в квадратично-нелинейной среде [37, 38] и т.д.

Разработанные методы получения аттосекундных и ТГц импульсов и их применения в современной физике являются предметом многих обзоров [1–17]. В данной работе приводится краткий обзор недавно предложенных нами иных методов получения предельно коротких аттосекундных и ТГц фемтосекундных импульсов. Эти методы базируются на когерентном контроле нелинейной поляризации резонансной среды, последовательно включаемой и выключаемой парой возбуждающих фемтосекундных лазерных импульсов, следующих с периодом, равным половине периода колебаний какого-либо резонансного перехода среды. При этом данные процессы являются когерентными, так как происходят на временах, меньших времен релаксации инверсии T_1 и поляризации T_2 в среде. И все атомы вносят одинаковый когерентный вклад в излучающий дипольный момент среды. А излучение остановленной поляризации среды происходит в промежутке между возбуждающими импульсами, т.е. в отсутствие внешнего поля.

В этом смысле можно говорить, что излучение в нашем случае происходит за счет коллективного спонтанного излучения тонкого слоя атомарной среды, возбуждаемой парой фемтосекундных импульсов. При этом инверсия среды может как изменяться, так и не изменяться. Исторически коллективное спонтанное излучение инвертированного тонкого слоя частиц (атомов, молекул, спинов) принято называть сверхизлучением [39]. Данный термин был введен Дике в середине прошлого столетия [39]. На сегодняшний день сверхизлучение изучено в различных средах (см. обзоры [39–48] и приведенную литературу) и, в частности, в квантовых точках [49–52]. Поэтому в данной работе мы будем применять термин “сверхизлучение” в тех случаях, когда происходит изменение инверсии среды. Там, где изменение инверсии не происходит, мы будем говорить о коллективном спонтанном излучении импульса остановленной поляризации. В первоначальных исследованиях данный метод изучался нами применительно к генерации униполярных импульсов [53–56] и резюмирован в обзорах авторов [23–25]. Ниже будут приведены последние результаты в данной области, вклю-

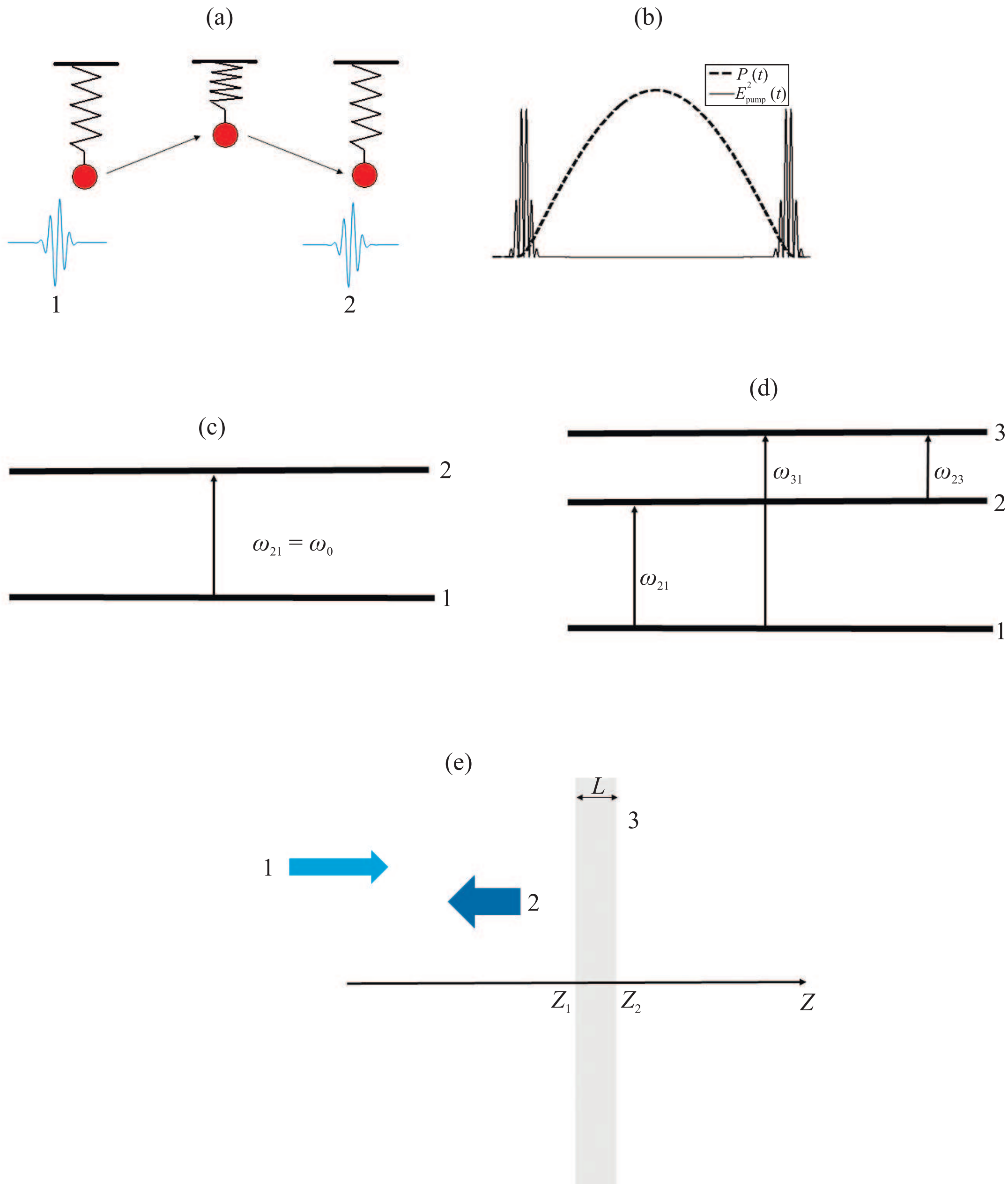

Рис. 1. (Цветной онлайн) (a) – Схема генерации предельно коротких импульсов за счет создания импульса остановленной поляризации в резонансной среде с помощью пары импульсов 1 и 2 возбуждения-остановки. Импульс 1 создает осцилляции поляризации среды на собственной частоте ω_0, импульс 2, приходящий спустя интервал времени $T_0/2$ ($T_0 = 2\pi/\omega_0$ – останавливает эти колебания. (b) – Квадрат электрического поля импульсов (сплошная линия) возбуждения и импульс остановленной поляризации (пунктирная линия) в случае комбинационно-активной среды (КАС), поляризация, которой описывается уравнением $\ddot{P} + \gamma\dot{P} + \omega_0^2 P = g_0 E^2$ [53–58]. (c), (d) – Модели используемых резонансных сред – двухуровневая и трехуровневая среда. (e) – Схема генерации, 1 – импульсы возбуждения, освещающие тонкую пленку резонансной среды 3 с толщиной $L \ll \lambda_0$. 2 – отраженный от среды генерируемый импульс сверхизлучения

чающие в себя возможность получения аттосекундных и ТГц импульсов за счет сверхизлучения [57–62].

Физическая картина генерации предельно коротких импульсов за счет коллективного спонтанного излучения резонансной среды. Рисунок 1 иллюстрирует идею метода получения предельно коротких импульсов в нашем случае. Резонансная среда возбуждается парой коротких высокочастотных импульсов (по отношению к частоте перехода среды) с периодом $T_0/2$, равным половине периода собственных колебаний резонансной поляризации среды. В этих условиях первый импульс возбуждает колебания поляризации среды, а второй останавливает их. В случае комбинационно-активной среды (КАС) амплитуда колебаний низкочастотной поляризации пропорциональна квадрату возбуждающего поля (см. рис. 1b). Форма импульса остановленной поляризации представляет собой полуволну, схематически изображенную на рис. 1b. Данный импульс остановленной поляризации является источником ТГц или аттосекундных импульсов. Схема генерации изображена на рис. 1e, на котором показана тонкая пленка резонансной среды, возбуждаемая парой импульсов, как на рис. 1a, b. Помимо комбинационно-активной среды (КАС), как мы увидим ниже, предложенный метод применим также в случае двухуровневых и трехуровневых атомарных и молекулярных сред, которые схематически изображены на рис. 1c, d соответственно.

Данная идея генерации предельно короткого импульса может быть легко проиллюстрирована с помощью простейшей модели двухуровневой среды (рис. 1d) и вытекающей из нее модели классических гармонических осцилляторов, взаимодействующих с парой возбуждающих импульсов [59]:

$$E_e(t) = E_{0\mathrm{e}}\mathrm{e}^{-t^2/\tau^2}\cos(\omega_\mathrm{e} t + \phi) + \\ + E_{0\mathrm{e}}\mathrm{e}^{-t^2/\tau^2}\cos(\omega_\mathrm{e}[t - T_d] + \phi). \qquad (1)$$

Здесь ω_e – частота импульсов, ϕ – фаза (*carrier envelope phase*, CEP), T_d – задержка между импульсами. Система уравнений Максвелла–Блоха для поляризации P, разности населенностей (инверсии) $N = N_0 n$ (n – инверсия в расчете на единичный атом, N_0 – концентрация частиц двухуровневой среды) и электрического поля E имеют вид [63]:

$$\ddot{P} + \frac{2}{T_2}\dot{P} + \omega_0^2 P = \frac{2\omega_0 d_{12}^2}{\hbar}E(t)N(t), \qquad (2)$$

$$\dot{N} + \frac{N - N_0}{T_1} = -\frac{2}{\hbar\omega_0}E(t)\dot{P}(t), \qquad (3)$$

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2}. \qquad (4)$$

Здесь d_{12} – дипольный момент перехода, T_1 – время релаксации разности населенностей, T_2 – время релаксации поляризации, ω_0 – частота резонансного перехода, c – скорость света в вакууме. Пусть возбужающие импульсы (1) имеют длительности много короче периода резонансного перехода в двухуровневой среде $T_0 = 2\pi/\omega_0$, $\omega_0\tau \ll 1$ и периода осцилляций Раби. В этом предположении можно пренебречь изменением инверсии N и в правой части уравнения (3) и заменить ее на равновесное значение $N(t) \sim N_0$. Тогда в пренебрежении затуханием осциллятора вместо уравнения (2) имеем уравнение для линейного гармонического осциллятора:

$$\ddot{P} + \omega_0^2 P = \frac{2\omega_0 d_{12}^2}{\hbar}N_0 E(t). \qquad (5)$$

В нашем случае рис. 1a, в предположении, что система возбуждается парой квазиуниполярных импульсов с периодом $T_0/2$ и длительностью $\omega_0\tau \ll 1$, выражение для полуволны поляризации между импульсами имеет вид синусоиды [55]:

$$P(t) = \sin\omega_0 t, \quad A \equiv \frac{2d_{12}^2}{\hbar}\int\limits_{-\infty}^{\infty} E_\mathrm{e}(t)\cos\omega_0 t\, dt. \qquad (6)$$

В рассматриваемом случае тонкой пленки (рис. 1e) решение одномерного волнового уравнения (4) для поля генерируемых импульсов выражается через первую производную наведенной поляризации и имеет вид [21]:

$$E_g(z,t) = -\frac{2\pi}{c}\int\limits_{z_1}^{z_2}\frac{\partial}{\partial t}P\left(z', t - \frac{|z - z'|}{c}\right)dz'. \qquad (7)$$

Если толщина среды много меньше длины волны генерируемого излучения $L \ll \lambda$ (как на рис. 1c), то (7) упрощается [59–61]:

$$E_a(t) = -\frac{2\pi}{c}L\frac{\partial}{\partial t}P(t). \qquad (8)$$

Соответственно в одномерном случае генерируемый импульс может быть описан одним циклом колебаний косинусоиды:

$$\dot{P} = \omega_0 A\cos\omega_0 t, \qquad (9)$$

Хоть приведенные выше рассуждения и являются сильно упрощенными, но они являются универсальными, справедливыми как для двухуровневой среды (рис. 1c), так и для многоуровневой среды (рис. 1d) и даже при учете изменения инверсии среды. В этой универсальности заключается и достоинство предложенного метода.

Формулы (7) и (8) справедливы в одномерном случае, когда регистрация излучения происходит вблизи среды. В дальней зоне далеко от среды генериуемое поле пропорционально второй производной наведенной поляризации

$$E_g(z,t) \sim \int\limits_{z_1}^{z_2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}P\left(z', t - \frac{|z - z'|}{c}\right)dz'. \qquad (10)$$

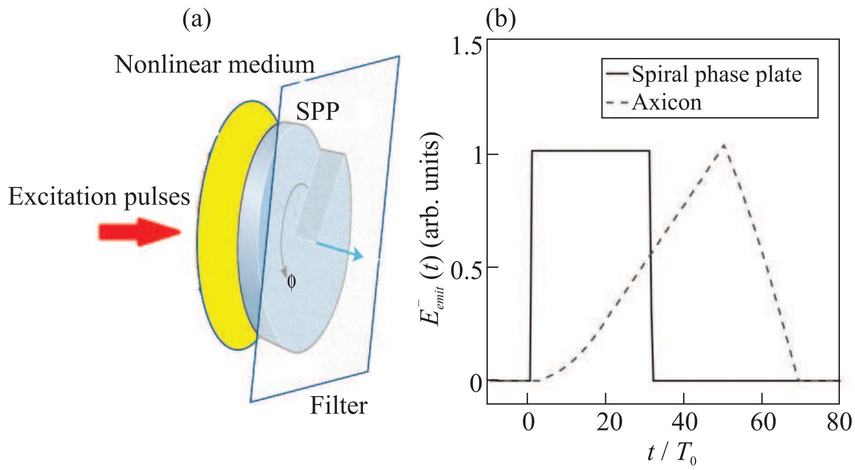

Рис. 2. (Цветной онлайн) (a) – Идея получения квазиуниполярных импульсов с помощью ДОЭ (на рисунке обозначен как SPP – *spiral phase plate*). (b) – форма получаемых импульсов при использовании двух различных типов ДОЭ – SPP и аксикона

В случае тонкого слоя, согласно (10), генерируемый импульс представляет собой полуцикловый униполярный импульс. Данная идея лежит в основе получения униполярных импульсов управляемой формы и была развита в работах [53–56] и резюмирована в обзорах [23–25]. Ниже будут рассмотрены последние результаты, не вошедшие в данные работы. Краткое описание некоторых из изложенных ниже результатов приведено также в материалах конференции [62].

Генерация предельно коротких импульсов ТГц излучения за счет коллективного спонтанного излучения тонкого слоя нелинейной среды. Частоты низкочастотных колебаний в КАС могут лежать в ТГц диапазоне частот. Поэтому использование комбинационно-активных сред (см. пред. раздел и рис. 1a, b) может быть перспективным для генерации ТГц импульсов. Действительно, в работе [57] в трехмерной геометрии была показана возможность генерации квазиуниполярных импульсов ТГц излучения необычной формы (прямоугольной и треугольной) с помощью дифракционно-оптических элементов (ДОЭ). Схема приведена на рис. 2a.

Пара фемтосекундных импульсов (рис. 1a) возбуждают нелинейную среду (например, КАС). Каждый элемент среды генерирует полуволну поляризации, т.е. полуцикловый ТГц импульс (рис.1b). Затем генерируемые полуволны проходят через линию задержки ДОЭ – фазовую пластинку, толщина которой и, следовательно, время прохождения растут линейно с ростом полярного угла φ. Расчеты, проведенные в [57] на основе теории дифракции Фраунгфера, показывают, что в этом случае возможна генерация ТГц импульсов необычной формы – прямоугольной и треугольной, схематически показанных на рис. 2b. В действительности импульсы содержат хвост противоположной полярности, но его амплитуда легко регулируется фильтром, поэтому данный хвост не показан на рис. 2b. Расчеты показали сравнительно высокую эффективность генерации, порядка 10^{-4}. Это связано с коллективным механизмом генерации, при котором все атомы среды вносят одинаковый когерентный вклад в гигантский дипольный момент среды, и когерентность среды не успевает разрушиться.

В одномерной задаче напряженность поля генерируемых ТГц импульсов, согласно (8)–(10), пропорциональна первой производной полуволны поляризации. Поэтому в одномерном случае предложенный метод позволяет генерировать ТГц импульсы, имеющие одноцикловую форму. Действительно, расчеты, проведенные в [58], показывают возможность получения ТГц импульса одноцикловой формы при возбуждении среды парой фемтосекундных лазерных импульсов. На рисунке 3 показаны пара фемтосекундных импульсов возбуждения и рассчитанная форма ТГц импульса и их спектры.

В качестве уравнения для поляризации среды использовалось осцилляторное уравнение, приведенное на рис. 1b. Однако оно не учитывает колебания высокочастотного осциллятора электронов, которое может возбуждаться в комбинационно-активной молекуле. Для учета движения электронов в работе [58] была также использована простейшая модель КАС – уравнения Платоненко–Хохлова, описывающие колебания двух связанных осцилляторов. Формы ТГц импульса, рассчитанные по двум разным моделям, совпадают друг с другом, если излучение высокочас-

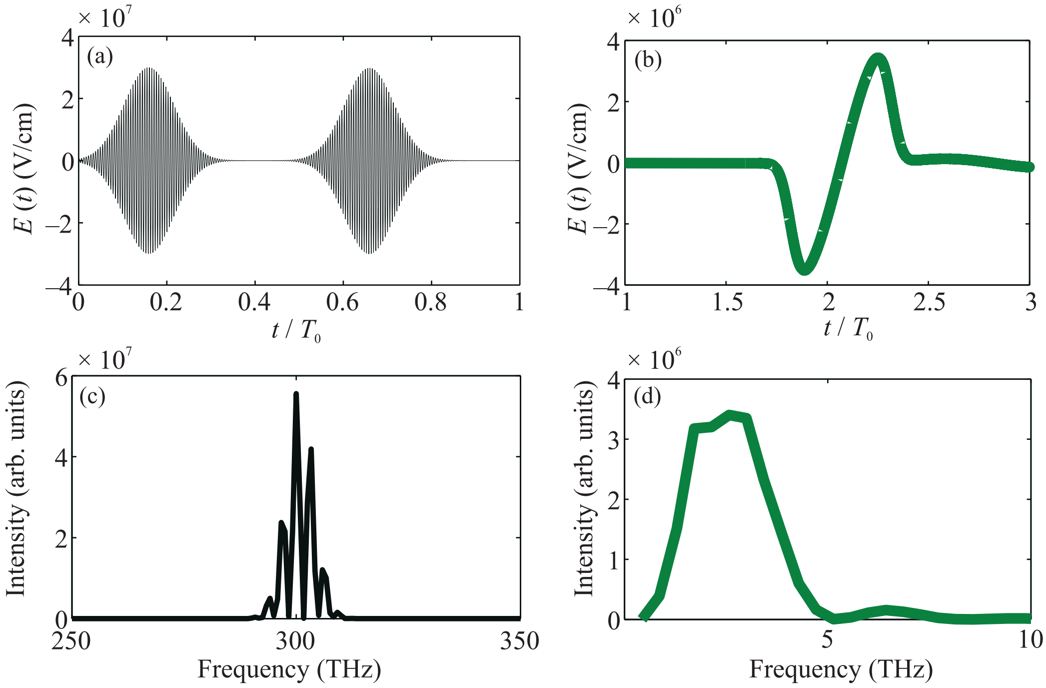

Рис. 3. (Цветной онлайн) (a) – Пара возбуждающих фемтосекундных импульсов; (c) – их спектр; (b) – импульс ТГц излучения и его спектр (d). Толщина среды 8 мкм

тотного осциллятора обрезать фильтром. При этом численные оценки, проведенные в [58], также показали сравнительно высокую эффективность генерации, которая может достигать значений порядка 10^{-4}.

Выше рассматривались осцилляторные модели среды, которые не учитывают возможность изменения инверсии среды и, следовательно, термин "сверхизлучение" к ним не применялся. Однако, возможность изменения населенностей уровней среды можно учесть. В работе [61] была рассмотрена возможность генерации ТГц импульсов в трехуровневой среде (рис. 1e), имеющей эквидистантные уровни, как в квантовом осцилляторе и частоту перехода в ТГц диапазоне. Среда возбуждалась парой квазиуниполярных оптических импульсов с длительностью порядка 1 фс. Остановимся подробнее на описании результатов работы [61].

Взаимодействие пары импульсов возбуждения (1) с трехуровневой средой может быть описано системой уравнений для элементов матрицы плотности [64, 65]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{21} = -i\omega_{21}\rho_{21} - i\frac{d_{12}}{\hbar}E(\rho_{22}-\rho_{11}) - - i\frac{d_{13}}{\hbar}E\rho_{23} + i\frac{d_{23}}{\hbar}E\rho_{31}, \tag{11}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{32} = -i\omega_{32}\rho_{32} - i\frac{d_{23}}{\hbar}E(\rho_{33}-\rho_{22}) - - i\frac{d_{12}}{\hbar}E\rho_{31} + i\frac{d_{13}}{\hbar}E\rho_{21}, \tag{12}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{31} = -i\omega_{31}\rho_{31} - i\frac{d_{13}}{\hbar}E(\rho_{33}-\rho_{11}) - - i\frac{d_{12}}{\hbar}E\rho_{32} + i\frac{d_{23}}{\hbar}E\rho_{21}, \tag{13}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{11} = i\frac{d_{12}}{\hbar}E(\rho_{21}-\rho_{21}^*) - i\frac{d_{13}}{\hbar}E(\rho_{13}-\rho_{13}^*), \tag{14}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{22} = -i\frac{d_{12}}{\hbar}E(\rho_{21}-\rho_{21}^*) - i\frac{d_{23}}{\hbar}E(\rho_{23}-\rho_{23}^*), \tag{15}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{33} = +i\frac{d_{13}}{\hbar}E(\rho_{13}-\rho_{13}^*) + i\frac{d_{23}}{\hbar}E(\rho_{23}-\rho_{23}^*), \tag{16}$$

$$p(z,t) = 2d_{12}\Re\rho_{12} + 2d_{13}\Re\rho_{13} + 2d_{23}\Re\rho_{23}. \tag{17}$$

Уравнения (11)–(13) описывают эволюцию недиагональных элементов матрицы плотности ρ_{21}, ρ_{32}, ρ_{31}. Они связаны с поляризацией единичной молекулы $p = P/N_0$ (18). Уравнения (14)–(16) описывают эволюцию диагональных элементов ρ_{11}, ρ_{22}, ρ_{33}, имеющих смысл заселенностей 1-го, 2-го и 3-го состояний среды соответственно. Остальные парамеры: d_{12}, d_{13}, d_{23} – дипольные моменты соответствующих переходов среды, ω_{21}, ω_{32}, ω_{31} – частоты переходов, $\hbar$ – приведенная постоянная Планка. В виду малой длительности возбуждающих импульсов релаксационными членами пренебрегается.

Примеры формы генерируемого ТГц сверхизлучения в зависимости от начального значения населенностей уровней среды приведены на рис. 4. Период следования возбуждающих импульсов равен

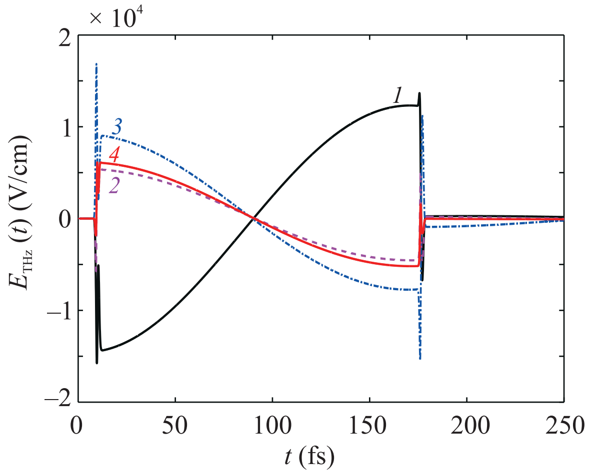

Рис. 4. (Цветной онлайн) Временной профиль импульсов ТГц сверхизлучения при различных начальных значениях населенностей уровней среды. Кривая *1* – $\rho_{11}(0) = 1$, $\rho_{22}(0) = 1$, $\rho_{33}(0) = 0$; кривая *2* – $\rho_{11}(0) = 0$, $\rho_{22}(1) = 1$, $\rho_{33}(0) = 0$; кривая *3* – $\rho_{11}(0) = 0$, $\rho_{22}(0) = 0$, $\rho_{33}(0) = 1$; кривая *4* – $\rho_{11}(0) = 0$, $\rho_{22}(0) = 0.8$, $\rho_{33}(0) = 0.2$. Амплитуда поля возбуждающих импульсов $E_{0e} = 7.5 \cdot 10^6$ В/см, длительность $\tau = 1$ фс. Частота резонанса среды $\omega_{21} = \omega_{31} = \omega_0 = 2\pi \cdot 3$ ТГц. Толщина среды $L = 100$ нм. Остальные параметры приведены в [61]

$T_0/2$ – половине периода резонансного перехода 12. Видно, что при учете изменения населенностей уровней среды также возможна генерация ТГц импульсов одноцикловой формы. Но форма генерируемого импульса и его амплитуда зависят от начальной инверсии среды. И в этом случае расчеты показали высокую энергетическую эффективность генерации $\frac{\int E^2_{\text{THz}}(t)dt}{E^2_{\text{exc}}(t)dt}$ порядка 10^{-4}.

В случае двухуровневой среды нетрудно получить плотность энергии генерируемого импульса сверхизлучения (в обе стороны оси z в расчете на единичную площадку поперек нее в единицах эрг/см^2) [60]:

$$W = \frac{\pi^3 L^2 N_0^2 A^2}{2\lambda_0}. \tag{18}$$

Она пропорциональна квадрату концентрации числа частиц N_0^2, что имеет место при коллективных процессах сверхизлучательного типа.

Особо следует отметить, что приведенная выше картина формирования полуволны остановленной поляризации среды, как следует из расчетов [60, 61], сохраняется и в трехуровневой среде. Действительно, как показано в этих работах, вклад перехода 23 и 13 в импульс остановленной поляризации заключается лишь в наличии хвоста, амплитуда которого на порядки меньше амплитуды поляризации, возникающей на основном переходе 12.

Таким образом, результаты, представленные выше, позволяют сделать вывод о возможности высокоэффективной генерации ТГц импульсов за счет коллективного спонтанного излучения импульса остановленной поляризации. Это подтверждается при использовании как классических осцилляторных моделей сред, так и квантовых двухуровневых и трехуровневых моделей, учитывающих изменение населенностей состояний среды.

Генерация аттосекундных импульсов за счет коллективного спонтанного излучения атомов гелия и водорода, возбуждаемых парой квазиуниполярных импульсов. Изложенные выше идеи могут быть применены для генерации УФ и оптических аттосекундных импульсов в атомных средах. Действительно, частоты переходов во многих атомах лежат в УФ и оптическом диапазонах. Следовательно, при возбуждении атомарной среды парой высокочастотных импульсов, расстояние между которыми равно половине периода какого-либо резонансного перехода в атоме $T_0/2$, следует ожидать генерации аттосекундного импульса с длительностью порядка $T_0/2$.

Возможность получения аттосекундных импульсов в тонких слоях атомов гелия и водорода была проиллюстрирована в работах [59, 60] соответственно. При этом атом гелия в [59] моделировался в двухуровневом приближении (рис. 1c), а атом водорода в трехуровневом приближении (рис. 1d) [59]. И система возбуждалась парой квазиуниполярных рентгеновских импульсов в форме (1) с длительностью порядка 3 ас.

Применимость двухуровневого приближения для гелия связана со следующим [59]. Известно, что атом гелия обладает резонансным переходом из основного состояния ($1\,^1\mathrm{S}_0$) в первое возбужденное ($2\,^1\mathrm{S}_0$) с длиной волны 60 нм [66, 67]. Остальные энергетические уровни гелия лежат относительно близко к первому возбужденному, и расстояние между уровнями быстро уменьшается с ростом главного квантового числа. Поэтому, как уже упоминалось в конце предыдущего раздела, вклад остальных уровней в колебания поляризации будет заключаться лишь в наличии хвоста малой амплитуды. И поэтому его можно не учитывать. Более того, в [59] отмечалось, что вероятность ионизации атома в поле таких ультракоротких импульсов, рассчитанная путем прямой симуляции временного уравнения Шредингера, очень мала (порядка 10^{-11}), несмотря на то, что энергия фотонов больше потенциала ионизации. Это не удивительно, поскольку используемые импульсы возбуждения являются очень короткими, с длительностью, много меньшей периода осцилляций Раби рассматриваемого перехода. Данный факт является еще одним аргументом в пользу рассматриваемой модели. Расчеты, проведенные в [59], показали возможность генерации XUV импульсов с длительностью порядка 100 ас одноцикловой формы, схожей с изображенной на рис. 4.

Возможность генерации аттосекундных импульсов сохраняется и в трехуровневой среде. Это было продемонстрировано в работе [60]. Параметры трехуровневой среды (частоты переходов и дипольные моменты переходов) соответствовали атому водорода. Среда также возбуждалась парой квазиуниполярных рентгеновских аттосекундных импульсов, задержка между которыми равнялась половине периода перехода атома водорода из основного состояния в первое возбужденное (главная линия серии Лаймана) $T_0/2$ ($T_0 = 405$ ас) с длиной волны перехода 121.6 нм. Численные расчеты выполнялись с помощью системы уравнений (8) и (11)–(16). Примеры рассчитанной формы аттосекундных импульсов при различной фазе (CEP) возбуждающих импульсов приведены на рис. 5.

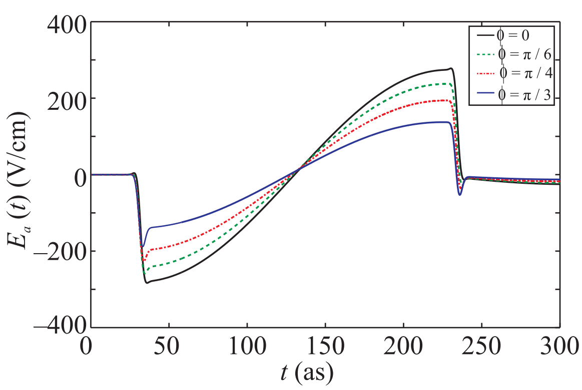

Рис. 5. (Цветной онлайн) Рассчитанные формы УФ аттосекундных импульсов излучения E_a при различных значениях фазы CEP накачки ϕ. Амплитуда рентгеновских импульсов $E_{0X} = 3 \cdot 10^7$ В/см, длительность $\tau = 3$ ас. Остальные параметры приведены в [60]

Приведенные расчеты показывают, что генерируемый импульс также имеет одноцикловую форму, а его амплитуда слабо зависит от CEP импульсов возбуждения. Согласно приведенным расчетам энергетическая эффективность генерации $\frac{\int E_a^2(t)dt}{\int E_x^2(t)dt}$ составляет 10^{-9}, а длительность импульсов генерации порядка 200 ас. А максимальная амплитуда порядка 100 В/см. Расчеты показали, что энергия генерируемого излучения согласно (18) пропорциональна квадрату концентрации числа атомов. Это говорит о коллективной природе рассматриваемого процесса.

Из расчетов следует, что форма импульсов сильно зависит от толщины слоя, и импульс в толстом слое отличается от одноциклового. Но рассмотрение поведения системы в оптически толстом слое выходит за рамки данного исследования.

Заключение. В данной работе проведен обзор недавно предложенных авторами способов получения предельно коротких импульсов аттосекундной длительности и терагерцовых импульсов на основе коллективного спонтанного излучения оптически тонкой резонансной среды. Источником излучения является импульс свободной поляризации (или остановленной поляризации) среды, возникающий при возбуждении и последующем девозбуждении (остановке) колебаний атомных диполей с помощью пары фемтосекундных униполярных или аттосекундных униполярных рентгеновских импульсов. Генерация ТГц и аттосекундного импульса происходит коллективно при участии всех частиц среды в тонком образце и в отсутствие возбуждающего поля. Интенсивность генерируемых импульсов пропорциональна квадрату концентрации частиц в слое, что типично для коллективных процессов сверхизлучательного типа. При этом показана возможность генерации ТГц излучения в нелинейной среде в одномерной и трехмерной геометрии. Расчеты показывают, что данная генерация возможна при использовании различных моделей среды (осцилляторная модель без учета возможности изменения населенностей уровней, а также для двухуровневой и трехуровневой моделей). При этом в случае трехуровневой среды возможна генерация ТГц импульса за счет сверхизлучения при учете изменения населенностей уровней среды.

Показана также возможность генерации одиночного УФ аттосекундного импульса в двухуровневой и трехуровневой средах, параметры которых соответствуют переходам в атоме гелия и водорода. При этом система возбуждалась парой квазиуниполярных рентгеновских импульсов. Расчеты показывают, что учет дополнительных уровней не влияет на эффективность генерации, а также, что возможно пренебречь ионизацией атомов. Это подчеркивает достоинство и универсальность предложенного метода.

Отметим, что возможность генерации униполярных импульсов в оптике и их применение для эффективного контроля атомных систем привлекает активное внимание исследователей в последнее время, см. обзоры [23–25]. Разобранные выше методы генерации предельно коротких импульсов за счет коллективного спонтанного излучения атомов среды могут служить альтернативным методом по отношению к известным на сегодняшний день методам получения таких импульсов. Они показывают возможность применения униполярного света для генерации аттосекундных и ТГц импульсов, что тем самым расширяет возможности его применения в физике.

Авторы выражают благодарность Вл. В. Кочаровскому, Е. Р. Кочаровской, С. А. Пулькину и И. В. Бабушкину за полезные обсуждения и ценные замечания.

Исследования возможности генерации ТГц импульсов с помощью ДОЭ и за счет сверхизлучения в трехуровневой среде, а также изучение возможности генерации аттосекундных импульсов в водороде выполнены при финансовой поддержке Российского научного фонда в рамках научного проекта # 17-19-01097-П. Исследования возможности получения аттосекундных импульсов в гелии и ТГц импульсов в тонкой пленке нелинейной среды (рис.3) поддержаны грантом Российского фонда фундаментальных исследований 20-32-70049. Исследование применений униполярного света в оптике поддержано грантом Российского фонда фундаментальных исследований 19-02-00312. Работа М. В. Архипова поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований 20-02-00872 А.

1. P. B. Corkum and F. Krausz, Nature Phys. **3**, 381 (2007).
2. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).
3. M. Nisoli and G. Sansone, Progress in Quantum Electronics **33**, 17 (2009).
4. F. Calegari, G. Sansone, S. Stagira, C. Vozzi, and M. Nisoli, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **49**, 062001 (2016).
5. H. G. Roskos, M. D. Thomson, M. Kress, and T. Loeffler, Laser Photon. Rev. **1**, 349 (2007).
6. E. A. Ponomareva, A. O. Ismagilov, S. E. Putilin, A. N. Tsypkin, S. A. Kozlov, and X. C. Zhang, Communications Physics **4**, 1 (2021).
7. S. Lepeshov, A. Gorodetsky, A. Krasnok, E. Rafailov, and P. Belov, Laser Photics Rev. **11**, 1770001 (2017).
8. J. A. Fülop, S. Tzortzakis, and T. Kampfrath, Adv. Opt. Mater. **8**, 1900681 (2020).
9. M. T. Hassan, T. T. Luu, A. Moulet, O. Raskazovskaya, P. Zhokhov, M. Garg, N. Karpowicz, A. M. Zheltikov, V. Pervak, F. Krausz, and E. Goulielmakis, Nature **530**, 66 (2016).
10. K. Ramasesha, S. R. Leone, and D. M. Neumark, Annu. Rev. Phys. Chem. **67**, 41 (2016).
11. M. Krüger, C. Lemell, G. Wachter, J. Burgdörfer, and P. Hommelhoff, Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **51**, 172001 (2018).
12. M. Garg and K. Kern, Science **367**, 411 (2020).
13. B. Ferguson and X. C. Zhang, Nature Mater. **1**, 26 (2002).
14. P. U. Jepsen, D. G. Cooke, and M. Koch, Laser Photonics Rev. **5**, 124 (2011).
15. E. P. Parrott and J. A. Zeitler, Appl. Spectrosc. **69**, 1 (2015).
16. Шю Джингджю, Чжан Си-Чен, *Терагерцовая фотоника*, Ижевский институт компьютерных исследований, М., Ижевск (2016) [X.-C. Zhang and J. Xu, *Introduction to THz wave photonics*, Springer, N.Y. (2010).
17. G. M. Rossi, R. E. Mainz, Y. Yang, F. Scheiba, M. A. Silva-Toledo, S. H. Chia, P. D. Keathley, S. Fang, O. D. Mucke, C. Manzoni, G. Cerullo, G. Cirmi, and F. X. Kartner, Nature Photon. **14**, 629 (2020).
18. H.-C. Wu and J. Meyer-ter-Vehn, Nature Photon. **6**, 304 (2012).
19. J. Xu, B. Shen, X. Zhang, Y. Shi, L. Ji, L. Zhang, T. Xu, W. Wang, X. Zhao, and Z. Xu, Sci. Rep. **8**, 2669 (2018).
20. Z. Tibai, G. Tóth, A. Nagyváradi, A. Gyöngy, J. A. Fülöp, J. Hebling, and G. Almási, Frontiers in Physics **6**, 140 (2018).
21. M. V. Arkhipov, R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, I. V. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, and N. N. Rosanov, Opt. Lett. **42**, 2189 (2017).
22. Z. Xu, B. Shen, L. Zhang, J. Xu, and W. Gong, Plasma Physics and Controlled Fusion **63**, 035013 (2021).
23. Р. М. Архипов, А. В. Пахомов, М. В. Архипов, И. Бабушкин, Ю. А. Толмачев, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **105**, 388 (2017) [R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, I. Babushkin, Yu. A. Tolmachev, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **105**, 408 (2017)].
24. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, А. А. Шимко, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **110**, 9 (2019) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. A. Shimko, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **110**, 15 (2019)].
25. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов, Квантовая электроника **50**, 801 (2020) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, and N. N. Rosanov, Quantum Electron. **50**, 801 (2020)].
26. X. Chai, X. Ropagnol, S. M. Raeis-Zadeh, M. Reid, S. Safavi-Naeini, and T. Ozaki, Phys. Rev. Lett. **121**, 143901 (2018).

27. Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **124**, 75 (2018) [N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **124**, 72 (2018)].
28. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, and N. N. Rosanov, Opt. Lett. **44**, 1202 (2019).
29. R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N. Rosanov, and I. Babushkin, Opt. Express **28**, 17020 (2020).
30. R. Arkhipov, A. Pakhomov, M. Arkhipov, I. Babushkin, and N. Rosanov, Laser Phys. Lett. **17**, 105301 (2020).
31. Н. Н. Розанов, Н. В. Высотина, ЖЭТФ **157**, 63 (2020) [N. N. Rosanov and N. V. Vysotina, JETP **130**, 52 (2020)].
32. Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **113**, 157 (2021).
33. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **111**, 586 (2020) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, and N. N. Rosanov, JETP Lett. **111**, 484 (2020)].
34. Н. Н. Розанов, Р. М. Архипов, М. В. Архипов, УФН **188**, 1347 (2018) [N. N. Rosanov, R. M. Arkhipov, and M. V. Arkhipov, Phys. Usp. **61**, 1227 (2018)].
35. М. В. Архипов, Р. М. Архипов, Н. Н. Розанов, Письма в ЖЭТФ **111**, 794 (2020) [M. V. Arkhipov, R. M. Arkhipov, and N. N. Rosanov, JETP. Lett. **111**, 668 (2020)].
36. А. Н. Бугай, С. В. Сазонов, Письма в ЖЭТФ **92**, 260 (2010) [A. N. Bugay and S. V. Sazonov, JETP Lett. **92**, 232 (2010)].
37. С. В. Сазонов, Н. В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **112**, 30 (2020) [S. V. Sazonov and N. V. Ustinov, JETP Lett. **112**, 24 (2020)].
38. С. В. Сазонов, А. П. Сухоруков, Н. В. Устинов, Письма в ЖЭТФ **100**, 703(2014) [S. V. Sazonov, A. P. Sukhorukov, and N. V. Ustinov, JETP Lett. **100**, 620 (2015)].
39. R. H. Dicke, Phys. Rev. **93**, 99 (1954).
40. N. E. Rehler and J. H. Eberly, Phys. Rev. A **3**, 1735 (1971).
41. R. Bonifacio and L. Lugiato, Phys. Rev. A **11**, 1507 (1975).
42. J. C. MacGillivray and M. S. Feld, Phys. Rev. A **14**, 1169 (1976).
43. Л. Аллен, Дж. Эберли, *Оптический резонанс и двухуровневые атомы*, Мир, М. (1978) [L. Allen and J. H. Eberly, *Optical resonance and two-level atoms*, Wiley, N.Y. (1975)].
44. M. Gross and S. Haroche, Phys. Rep. **93**, 301 (1982).
45. А. В. Андреев, В. И. Емельянов, Ю. А. Ильинский, *Кооперативные явления в оптике: Сверхизлучение. Бистабильность. Фазовые переходы*, Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., М. (1988) [A. V. Andreev, V. I. Emel'yanov, and Yu. A. Il'inskii, *Collective Effects in Optics: Superradiance and Phase Transitions*, Institute of Physics Publishing, Bristol (1993)].
46. M. G. Benedict, A. M. Ermolaev, V. A. Malyshev, I. V. Sokolov, and E. D. Trifonov, *Super-radiance Multiatomic Coherent Emission*, Institute of Physics Publishing, Bristol and Philadelphia (1996).
47. В. В. Железняков, В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский, УФН **159**, 193 (1989) [V. V. Zheleznyakov, V. V. Kocharovskii, and V. V. Kocharovskii, Sov. Phys. Usp. **32**, 835 (1989)].
48. В. В. Кочаровский, В. В. Железняков, Е. Р. Кочаровская, В. В. Кочаровский, УФН **187**, 367 (2017) [V. V. Kocharovsky, V. V. Zheleznyakov, E. R. Kocharovskaya, and V. V. Kocharovsky, Phys. Usp. **60**, 345 (2017)].
49. V. V. Temnov and U. Woggon, Phys. Rev. Lett. **95**, 243603 (2005).
50. V. I. Yukalov and E. P. Yukalova, Phys. Rev. B **81**, 075308 (2010).
51. M. Scheibner, T. Schmidt, L. Worschech, A. Forchel, G. Bacher, T. Passow, and D. Hommel, Nature Phys. **3**, 106 (2007).
52. W. Zhang, E. R. Brown, A. Mingardi, R. P. Mirin, N. Jahed, and D. Saeedkia, Applied Sciences **9**, 3014 (2019).
53. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, P. A. Belov, Y. A. Tolmachev, and I. Babushkin, Laser Phys. Lett. **13**, 046001 (2016).
54. R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, I. V. Babushkin, M. V. Arkhipov, Yu. A. Tolmachev, and N. N. Rosanov, JOSA B **33**, 2518 (2016).
55. A. V. Pakhomov, R. M. Arkhipov, I. V. Babushkin, M. V. Arkhipov, Yu. A. Tolmachev, and N. N. Rosanov, Phys. Rev. A **95**, 013804 (2017).
56. D. O. Ziguleva, R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, I. Babushkin, and N. N. Rosanov, Opt. Commun. **424**, 170 (2018).
57. A. V. Pakhomov, R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, and N. N. Rosanov, Sci. Rep. **9**, 7444 (2019).
58. R. M. Arkhipov, A. V. Pakhomov, M. V. Arkhipov, A. Demircan, U. Morgner, N. N. Rosanov, and I. Babushkin, Phys. Rev. A **101**, 043838 (2020).
59. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, И. Бабушкин, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **128**, 541 (2020) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **128**, 529 (2020)].
60. Р. М. Архипов, М. В. Архипов, И. Бабушкин, А. В. Пахомов, Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **128**, 1723 (2020) [R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, I. Babushkin, A. V. Pakhomov, and N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **128**, 1857 (2020)].
61. Р. М. Архипов, Н. Н. Розанов, Оптика и спектроскопия **129**, 319 (2021) [R. M. Arkhipov and N. N. Rosanov, Optics and Spectroscopy **129** (2021), in press].

62. R. M. Arkhipov, M. V. Arkhipov, A. V. Pakhomov, I. Babushkin, A. Demircan, U. Morgner, and N. N. Rosanov, J. Phys. Conf. Ser. **1571**(1), 012009 (2020).
63. С. А. Ахманов, С. Ю. Никитин, *Физическая оптика*, Наука, М. (2004) [S. A. Akhmanov and S. Y. Nikitin, *Physical optics*, Clarendon Press, Oxford (1997)].
64. А. Ярив, *Квантовая электроника*, Сов. радио, М. (1980) [A. Yariv, *Quantum electronics*, Wiley, N.Y., Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1989)].
65. Н. Н. Розанов, *Диссипативные оптические солитоны. От микро- к нано- и атто*, Физматлит, М. (2011).
66. С. Э. Фриш, *Оптические спектры атомов*, Государственное издательство физико-математической литературы, М.-Л. (1963).
67. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, М. (1977).