09

Динамические микрорезонаторы и среды, зависящие от времени, при столкновении униполярных аттосекундных импульсов различной формы

© Р.М. Архипов[1], М.В. Архипов[1], О.О. Дьячкова[1,2], Н.Н. Розанов[1]

[1] ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия
[2] Санкт-Петербургский государственный университет,
Санкт-Петербург, Россия

e-mail: arkhipovrostislav@gmail.com, mikhail.v.arkhipov@gmail.com,
o.o.dyachkova@gmail.com, nnrosanov@mail.ru

Поступила в редакцию 19.02.2024 г.
В окончательной редакции 19.02.2024 г.
Принята к публикации 28.02.2024 г.

Оптика сред, свойства которых зависят от времени (time-varying medium), активно развивается в последние десятилетия в связи с новыми возможностями управления свойствами света в пространстве и во времени с помощью таких сред. Появление предельно коротких световых импульсов, вплоть до униполярных полуцикловых импульсов, открывает новые возможности для сверхбыстрого управления свойствами среды в пространстве и во времени на временах порядка половины периода поля, недоступных для обычных многоцикловых импульсов. В настоящей работе численно исследуется динамика брэгговских микрорезонаторов в трехуровневой среде, свойства которой меняются в пространстве и во времени. Это происходит при столкновении в ней униполярных световых импульсов разной временной формы — гауссовой и прямоугольной, имеющих малую амплитуду, при которой среда слегка возбуждается и не возвращается назад в основное состояние после прохождения импульсов. Обсуждаются более широкие возможности управления свойствами среды в пространстве и во времени за счет использования полуцикловых импульсов разной временной формы в результате симметричного и несимметричного столкновения импульсов в среде.

Ключевые слова: среды, зависящие от времени, оптические микрорезонаторы, полуцикловые импульсы, аттосекундные импульсы, атомная когерентность, когерентные эффекты.

DOI: 10.61011/OS.2025.03.60250.7626-24

Введение

Оптические микрорезонаторы, имеющие высокую добротность (Q-factor), активно изучаются в оптике в последние десятилетия [1–3]. Интерес к ним вызван с их возможными многочисленными применениями, например, для генерации гребенки оптических частот [4–5], создания компактных лазерных источников [6], исследования динамики экситон-поляритонов в режиме сильной связи [7], биологических сенсоров [8] и других приложений. Такие микрорезонаторы могут быть изготовлены, например, из кварцевых наночастиц, имеющих моды шепчущей галереи, или фотонных кристаллов [1–8]. Но параметры таких структур закладываются в них при изготовлении и не могут быть изменены быстро. Это накладывает ряд ограничений на использование таких структур в задачах современной сверхбыстрой оптики.

На сегодняшний день активно изучаются среды, оптические свойства которых (показатель преломления) можно быстро менять во времени (*time varying medium*) [9] или одновременно в пространстве и во времени (пространственно-временные фотонные кристаллы, *spatiotemporal photonic crystals*) [10]. Эти искусственные среды представляют интерес в оптике, в задачах управления распространения света как в пространстве, так и во времени. С другой стороны, в таких средах при быстром изменении показателя преломления может возникать ряд интересных явлений, таких как временное отражение и временное преломление, параметрическое усиление и другое, см. обзор [9].

Но изменение свойств среды в пространстве и во времени является сложной практической задачей. На сегодняшний день для этого используют многоцикловые фемтосекундные импульсы лазерного излучения [11]. С появлением аттосекундных импульсов стало возможно изучать и управлять движением электронов в веществе на временах, сравнимых с периодом оборота электрона по боровской орбите в атоме (сотни аттосекунд) [12].

Но для изучения и управления свойствами веществ на более коротких временах нужны уже предельно короткие полуцикловые импульсы, состоящие из полуволны поля. Такие импульсы с ненулевой электрической площадью,

$$S_E = \int E(r,t)dt, \qquad (1)$$

($E(r,t)$ — напряженность поля в данной точке пространства, t — время) [13] перспективны для сверх-

быстрого управления свойствами квантовых систем и сверхбыстрого переключения состояния вещества за гораздо более быстрые времена, чем обычные многоцикловые импульсы. Результаты последних исследований в области получения и применения таких импульсов резюмированы в обзорах [13,14] и монографии [15].

Физика взаимодействия таких импульсов с веществом является довольно необычной, приходится отказаться от ряда типичных теорий и представлений, справедливых для многоцикловых импульсов [13–15]. В этих условиях возникает много новых и необычных явлений, которые кажутся невозможными с помощью многоцикловых импульсов.

Оказалось, что при столкновении полуцикловых импульсов в веществе возможно создание высокодобротных динамических микрорезонаторов (ДМ) на каждом резонансном переходе среды [16–18]. Разность населенностей атомных переходов является почти постоянной в области перекрытия импульсов. А вне ее она либо меняется скачком на другое значение. Либо в этой области создается брэгговская решетка атомных населенностей. Формой ДМ можно управлять при многократном столкновении между импульсами, что говорит о динамическом характере таких структур. Обзор результатов последних исследований в данной области можно найти в [19].

В ранних исследованиях [16–19] такие структуры изучались, когда сталкивались униполярные импульсы одной формы — гауссовой или прямоугольной. При этом форма наводимых структур очевидно зависит от формы импульсов. Для применения таких структур важно изучать их свойства в зависимости от параметров внешнего возбуждения и других факторов. Аналитические подходы [18] для описания ДМ разработаны на основе грубых приближений и имеют ограниченную область применимости. Выявления полной картины возможно только с помощью численного моделирования.

В настоящей работе на основании численного решения системы уравнений для матрицы плотности трехуровневой среды совместно с волновым уравнением изучается поведение ДМ при многократном столкновении в среде полуцикловых импульсов разной формы — прямоугольной и гауссовой. Рассматривается случай малого слабого возбуждения среды, когда воздействие импульсов приводит к незначительному опустошению основного состояния среды (режим самоиндуцированной прозрачности, когда среда возвращается в основное состояние после импульсов, не рассматривается в настоящей работе).

Численная модель и результаты расчетов

В основе численной модели лежит система уравнений для недиагональных элементов матрицы плотности трехуровневой среды, ρ_{21}, ρ_{32}, ρ_{31}, диагональных элементов, ρ_{11}, ρ_{22}, ρ_{33}, имеющих смысл населенностей 1-го, 2-го и 3-го состояний среды соответственно населенностям атомных уровней, уравнения для поляризации среды $P(z,t)$ и волнового уравнения для напряженности электрического поля [20]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{21} = -\frac{\rho_{21}}{T_{21}} - i\omega_{12}\rho_{21} - i\frac{d_{12}}{\hbar}E(\rho_{22}-\rho_{11}) - i\frac{d_{13}}{\hbar}E\rho_{23} + i\frac{d_{23}}{\hbar}E\rho_{31}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{32} = -i\omega_{32}\rho_{32} - i\frac{d_{23}}{\hbar}E(\rho_{33}-\rho_{22}) - i\frac{d_{12}}{\hbar}E\rho_{31} + i\frac{d_{13}}{\hbar}E\rho_{21}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{31} = -i\omega_{31}\rho_{31} - i\frac{d_{13}}{\hbar}E(\rho_{33}-\rho_{11}) - i\frac{d_{12}}{\hbar}E\rho_{32} + i\frac{d_{23}}{\hbar}E\rho_{21}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{11} = i\frac{d_{12}}{\hbar}E(\rho_{21}-\rho_{21}^*) - i\frac{d_{13}}{\hbar}E(\rho_{13}-\rho_{13}^*), \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{22} = -i\frac{d_{12}}{\hbar}E(\rho_{21}-\rho_{21}^*) - i\frac{d_{23}}{\hbar}E(\rho_{23}-\rho_{23}^*), \quad (6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\rho_{33} = -\frac{\rho_{33}}{T_{33}} + i\frac{d_{13}}{\hbar}E(\rho_{13}-\rho_{13}^*) + i\frac{d_{23}}{\hbar}E(\rho_{23}-\rho_{23}^*), \quad (7)$$

$$P(z,t) = 2N_0 d_{12}\mathrm{Re}\rho_{12}(z,t) + 2N_0 d_{13}\mathrm{Re}\rho_{13}(z,t) + 2N_0 d_{23}\mathrm{Re}\rho_{23}(z,t), \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2 P(z,t)}{\partial t^2}. \quad (9)$$

Здесь d_{12}, d_{13}, d_{23} — матричные элементы дипольных моментов переходов, T_{ik} — времена релаксации. Значения параметров выбраны для атомарного водорода и приведены в таблице [21]. Времена релаксации в газах лежат в наносекундном диапазоне, что гораздо больше временных интервалов, рассматриваемых ниже (фемтосекунды). Импульсы взаимодействуют со средой когерентно, их длины и интервалы между ними короче времен релаксации, которые в этом случае несущественны. Одномерное волновое уравнение описывает распространение субцикловых импульсов в ближней зоне или в коаксиальных волноводах [13]. Для наблюдения ДМ в реальных средах необходимы среды с большими значениями времени релаксации поляризации T_2, что легко реализуется в газах, наноразмерных структурах при низких температурах.

Начальные условия выбирались следующим образом. В среду из вакуума с левого, точка $z = 0$, и правого конца областей интегрирования, точка $z = L$ ($L = 12\lambda_0$ — длина области интегрирования, λ_0 — длина волны основного перехода) запускались 2 импульса. Первый — прямоугольный импульс, в виде гипергауссовой функции:

$$E(z=0,t) = E_{01}e^{-\frac{(t-\Delta_1)^{20}}{\tau^{20}}}. \quad (10)$$

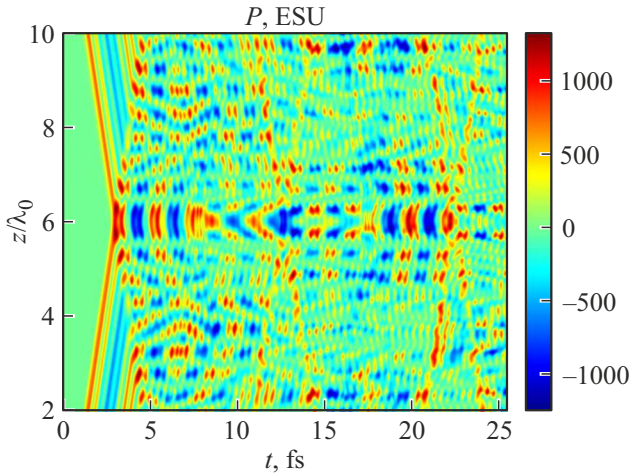

Рис. 1. Пространственно-временная динамика поляризации трехуровневой среды $P(z,t)$.

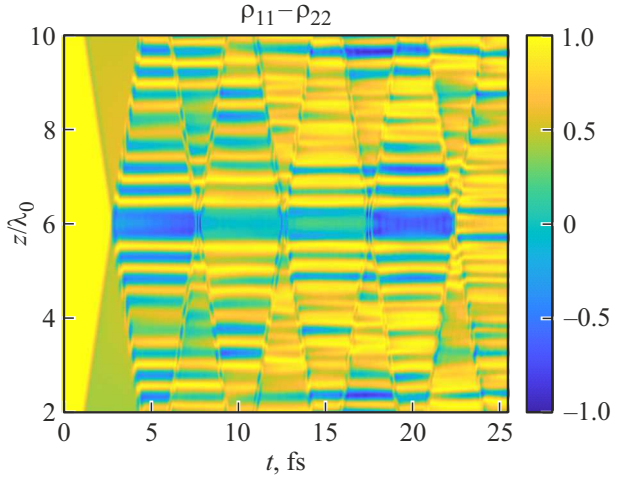

Рис. 2. Пространственно-временная динамика разности населённостей $\rho_{11}-\rho_{22}$ трехуровневой среды.

Второй полуцикловый импульс шел навстречу первому и имел гауссову форму:

$$E(z=L,t)=E_{02}e^{-\frac{(t-\Delta_2)^2}{\tau^2}}. \qquad (11)$$

Среда размещалась между точками с координатами от $z_1=2\lambda_0$ до $z_2=10\lambda_0$. Столкновение импульсов происходило в точке $z=z_{col}=6\lambda_0$. На границах области интегрирования размещались идеальные зеркала. При отражении от них импульсы снова заходили в среду и сталкивались в ней.

Симметричное столкновение между импульсами

В первом примере рассматривается случай так называемого симметричного столкновения импульсов в среде, когда импульсы одновременно входили в среду и сталкивались в центре нее. Это достигается путем выравнивания задержек $\Delta_1=\Delta_2=2.5\tau$. Результаты численного моделирования пространственно-временной динамики поляризации среды и разности населенностей на трех резонансных переходах показаны на рис. 1–4. Параметры указаны в таблице.

Столкновения происходят последовательно в моменты времени $t_{c1}=2.7$ fs, $t_{c2}=7.6$ fs, $t_{c3}=12.6$ fs и т.д. Как видно из рис. 2–4, в области перекрытия импульсов вблизи точки $z=z_{col}=6\lambda_0$ возникает достаточно широкая область с почти постоянным значением разности населенностей. И брэгговские решетки атомных населенностей возникают слева и справа от нее. После каждого столкновения форма этих решеток и значение инверсии в центре меняются. Это связано с изменением характера колебаний поляризации (когерентности среды) после каждого столкновения. Именно взаимодействие падающих импульсов с колебаниями когерентности среды

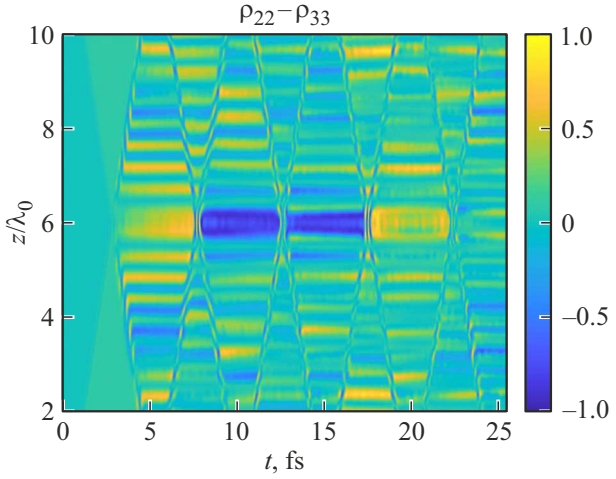

Рис. 3. Пространственно-временная динамика разности населённостей $\rho_{22}-\rho_{33}$ трехуровневой среды.

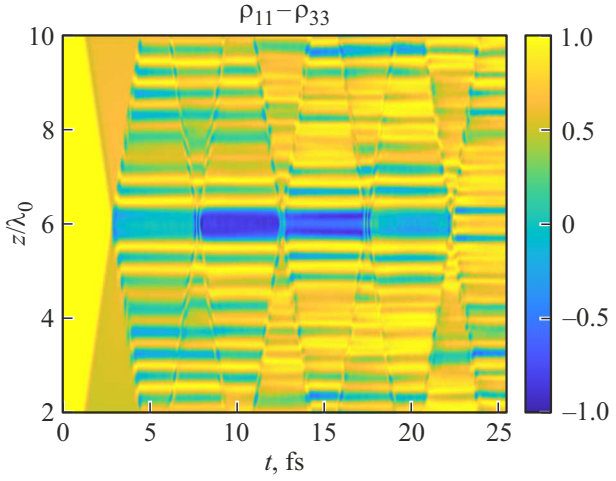

Рис. 4. Пространственно-временная динамика разности населённостей $\rho_{11}-\rho_{33}$ трехуровневой среды.

Параметры, использованные в численных расчетах

Частота (длина волны λ_0) перехода $1 \to 2$	$\omega_{12} = 1.55 \cdot 10^{16}$ rad/s ($\lambda_{12} = \lambda_0 = 121.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \to 2$	$d_{12} = 3.27$ D
Частота (длина волны) перехода $1 \to 3$	$\omega_{13} = 1.84 \cdot 10^{16}$ rad/s ($\lambda_{13} = 102.6$ nm)
Дипольный момент перехода $1 \to 3$	$d_{13} = 1.31$ D
Частота (длина волны) перехода $2 \to 3$	$\omega_{23} = 2.87 \cdot 10^{15}$ rad/s ($\lambda_{23} = 656.6$ nm)
Дипольный момент перехода $2 \to 3$	$d_{23} = 12.6$ D
Концентрация атомов	$N_0 = 2 \cdot 10^{20}$ cm^{-3}
Амплитуда поля	$E_{01} = 840000$ ESU $E_{02} = 1008000$ ESU
Параметр τ	$\tau = 200$ as
Задержки $\Delta_1 = \Delta_2$	$\Delta_1 = \Delta_2 = 2.5\tau$

является физическим механизмом формирования брэгговских решеток атомных населенностей на каждом переходе среды, см. подробнее обзор [22] и [16–18].

Изменения формы резонаторов после каждого столкновения говорит о динамическом характере наводимых структур, отличающих их от обычных микрорезонаторов. Подобное поведение ДМ аналогично случаю, когда сталкивались импульсы одинаковой (гауссовой формы) и малой амплитуды в двухуровневой среде [18]. Отличий, очевидно, следует ожидать при более сильных полях, например, когда импульсы действуют подобно импульсам самоиндуцированной прозрачности (СИП), что выходит за рамки настоящей статьи.

Несимметричное столкновение импульсов

В рассмотренном примере так называемого симметричного столкновения импульсов они входили в среду одновременно и сталкивались в центре нее. Путем варьирования задержек между ними можно рассмотреть ситуацию, когда импульсы заходят неодновременно в среду и сталкиваются в ней не в центре (случай „несимметричного“ столкновения). В следующем примере задержка $\Delta_2 = 7.5\tau$. Остальные параметры, как на рис. 1–4. Результаты численных расчетов, показывающих динамику разности населенностей на всех переходах среды, показаны на рис. 5–7. Первое столкновение импульсов при заданных параметрах происходит в точке $z_c = 7.3\lambda_0$ в момент времени $t_c = 3.44$ fs. Второе столкновение импульсов произошло в $z_c = 8.3\lambda_0$ и в момент времени $t_c = 4.8$ fs и т. д. Вследствие задержки каждые последующие столкновения происходили в разные моменты времени.

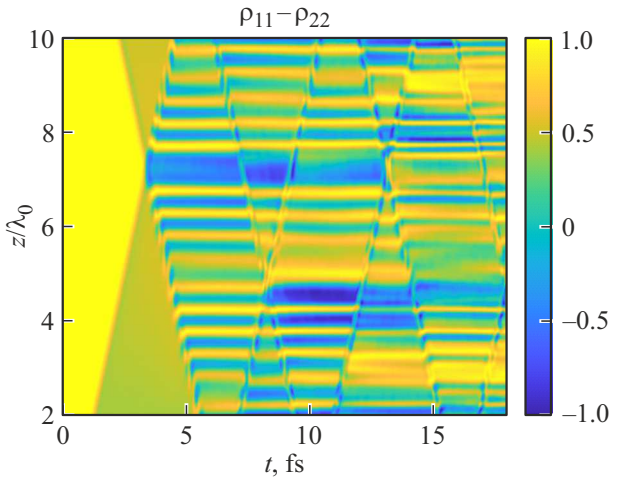

Рис. 5. Пространственно-временная динамика разности населённостей $\rho_{11} - \rho_{22}$ трехуровневой среды.

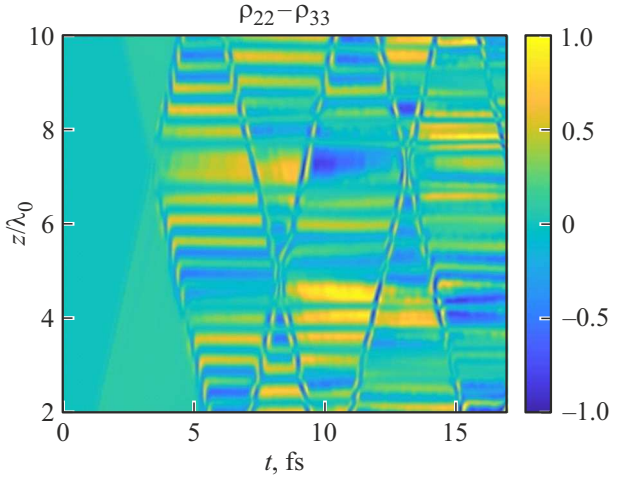

Рис. 6. Пространственно-временная динамика разности населённостей $\rho_{22} - \rho_{33}$ трехуровневой среды.

В результате такого „несимметричного“ столкновения ДМ возникали в разные моменты времени, в разных участках среды. И параметры наводимых брэгговских решеток (форма, число периодов и т. п.) могли отличаться слева и справа от области перекрытия импульсов вследствие асимметрии задачи. Использование несимметричных столкновений открывает дополнительные возможности при управлении формой наведенных структур, как ранее отмечалось в статье [23], в которой рассматривалось несимметричное столкновение прямоугольных импульсов СИП.

Заключение

В настоящей работе на основании численного моделирования была изучена динамика ДМ при столкновении униполярных световых импульсов различной формы —

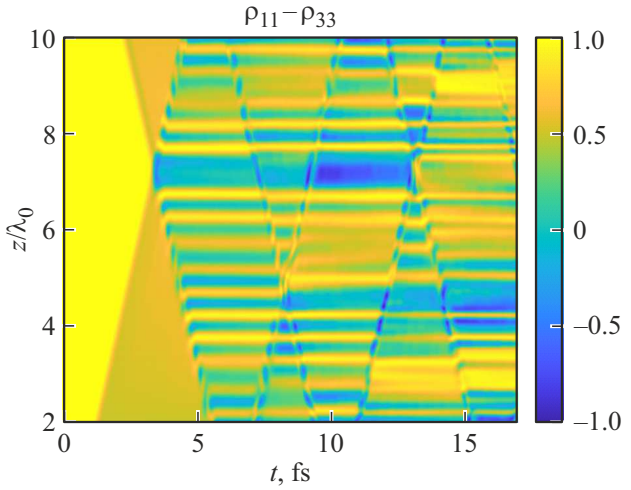

Рис. 7. Пространственно-временная динамика разности населённостей $\rho_{11} - \rho_{33}$ трехуровневой среды.

прямоугольной и гауссовой, в трехуровневой среде при слабом возбуждении среды. Рассмотрен случай симметричного столкновения импульсов, когда импульсы одновременно входили в среду и сталкивались в центре нее. В этом случае из-за прямоугольной формы одного из импульсов в центре среды разность населенностей имела постоянное значение, а по краям возникали периодические брэгговские решетки населенностей. Данный случай качественно похож на ранее изученный случай столкновения полуцикловых импульсов одной формы (гауссовой) с малой амплитудой и в двухуровневой среде. В случае несимметричного столкновения импульсов из-за задержки между ними ДМ возникали в разных участках среды и форма брэгговских решеток также выглядела по-разному слева и справа от области перекрытия импульсов. Это позволяет создавать ДМ несимметричной формы с разными параметрами брэгговских зеркал, лежащих слева и справа от области перекрытия.

Полученные результаты показывают возможность реализации сред, параметры которых меняются в пространстве и во времени в обычных атомарных средах под действием предельно коротких импульсов. Для реализации таких сред в этих условиях можно использовать любые среды с большим значением времени фазовой памяти T_2, при этом не обязательно использовать различные искусственные среды и метаматериалы, которые специально разрабатываются на сегодняшний день для практической реализации сред, зависящих от времени [9–11,24,25].

Финансирование работы

Исследования выполнены при финансовой поддержке РНФ в рамках научного проекта 23-12-00012 (численное моделирование симметричного столкновения между импульсами) и Государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе, тема 0040-2019-0017 (численное моделирование несимметричного столкновения между импульсами).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] K.J. Vahala. Nature, **424**, 839 (2003).
[2] H. Cao, J. Wiersig. Rev. Mod. Phys., **87**, 61 (2015).
[3] A. Pasquazi, M. Peccianti, L. Razzari, D.J. Moss, S. Coen, M. Erkintalo, Y.K. Chembo, T. Hansso et al. Phys. Rep., **729**, 1–81 (2018).
[4] Y. Sun, J. Wu, M. Tan, X. Xu, Y. Li, R. Morandotti, A. Mitchell, D.J. Moss. Adv. Opt. Photon., **15** (1), 86–175 (2023).
[5] E.A. Anashkina, M. P. Marisova, A. N. Osipov, A.V. Yulin, A.V. Andrianov. IEEE J. Sel. Top. Quantum. Electron., **30** (5), Art no. 2900208 (2024).
[6] L. Zhang, J. Hu, J. Wu, R. Su, Z. Chen, Q. Xiong, H. Deng. Progress in Quantum Electron., **83**, 100399 (2022).
[7] J.P. Reithmaier, G. Sęk, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L.V. Keldysh, V.D. Kulakovskii, T.L. Reinecke, A. Forchel. Nature, **432**, 197–200550 (2004).
[8] H. Yu, X. Liu, W. Sun, Y. Xu, X. Liu, Y. Liu. Opt. & Laser Technol., **177**, 111099 (2024).
[9] T.T. Koutserimpas, F. Monticone. Opt. Mater. Express., **14**, 1222–1236712 (2024).
[10] Y. Sharabi, A. Dikopoltsev, E. Lustig, Y. Lumer, M. Segev. Optica, **9** (6), 585 (2022).
[11] K. Pang, M.Z. Alam, Y. Zhou, C. Liu, O. Reshef, K. Manukyan, M. Voegtle, A. Pennathur, C. Tseng, X. Su, H. Song, Z. Zhao, R. Zhang, H. Song, N. Hu, A. Almaiman, J.M. Dawlaty, R.W. Boyd, M. Tur, A.E. Willner. Nano Lett., **21** (14), 5907 (2021).
[12] F. Krausz. Reviews of Modern Physics, **96**, 030502 (2024).
[13] N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov, A.V. Pakhomov. Contemporary Physics, **64** (3), 224 (2023).
[14] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. УФН, **194** (11), 1196 (2024). DOI: 10.3367/UFNr.2024.07.039718 [N.N. Rosanov, M.V. Arkhipov, R.M. Arkhipov. Phys. Usp. **67** (11), 1129 (2024). DOI: 10.3367/UFNe.2024.07.039718].
[15] Н.Н. Розанов, М.В. Архипов, Р.М. Архипов. Терагерцовая фотоника, под ред. В.Я. Панченко, А.П. Шкуринов (РАН, М., 2023), с. 360–393.
[16] O.O. Diachkova, R.M. Arkhipov, M.V. Arkhipov, A.V. Pakhomov, N.N. Rosanov. Opt. Commun., **538**, 129475 (2023).
[17] O. Diachkova, R. Arkhipov, A. Pakhomov, N. Rosanov. Opt. Commun., **565**, 130666 (2024).
[18] R. Arkhipov, A. Pakhomov, O. Diachkova, M. Arkhipov, N. Rosanov. JOSA B, **41** (8), 1721 (2024).
[19] Р.М. Архипов, О.О. Дьячкова, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **132** (9), 919 (2024).
[20] А. Ярив. Квантовая электроника (Сов. радио, М., 1980). [A. Yariv. Quantum Electronics (John Wiley & Sons, N.Y., London, Toronto, 1975)].

[21] С.Э. Фриш. *Оптические спектры атомов* (Государственное издательство физико-математической литературы, М.-Л., 1963). [S.E. Frisch. *Optical spectra of atoms* (State Publishing House of Physical and Mathematical Literature, Moscow-Leningrad, 1963)].
[22] Р.М. Архипов. Письма в ЖЭТФ, **113**, 636 (2021). [R.M. Arkhipov. JETP Lett., **113**, 611 (2021)].
[23] Р.М. Архипов, О.О. Дьячкова, М.В. Архипов, А.В. Пахомов, Н.Н. Розанов. Опт. и спектр., **133** (2), 184 (2025).
[24] N. Engheta. Nanophotonics, **10** (1), 639–642 (2020).
[25] V. Pacheco-Peña, D. M. Solís, N. Engheta. Opt. Mater. Express, **12** (10), 3829–3836 (2022).