

ФИЗИКА
PHYSICSУДК 539.184
<https://doi.org/10.29235/1561-8323-2025-69-6-462-467>Поступило в редакцию 20.10.2025
Received 20.10.2025**Д. В. Новицкий***Институт физики имени Б. И. Степанова Национальной академии наук Беларусь,
Минск, Республика Беларусь***ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ
С РЕЗОНАНСНЫМИ УСИЛИВАЮЩИМИ СРЕДАМИ***(Представлено академиком С. В. Гапоненко)*

Аннотация. На основе численного решения уравнений Максвелла–Блоха исследовано взаимодействие коротких импульсов света с резонансными усиливающими средами. Рассмотрены импульсы различной формы – с огибающими гауссова, прямоугольного и экспоненциального вида, последний из которых привлекает повышенное внимание благодаря возможности реализации с его помощью таких новых эффектов, как виртуальное поглощение. Показано, что выбор формы и длительности падающих импульсов позволяет управлять интенсивностью и временем генерации усиленного излучения, а также динамикой населенности уровней среды.

Ключевые слова: импульсы света, резонансная усиливающая среда, излучение с комплексной частотой, виртуальное поглощение, уравнения Максвелла–Блоха

Для цитирования. Новицкий, Д. В. Взаимодействие оптических импульсов различной формы с резонансными усиливающими средами / Д. В. Новицкий // Доклады Национальной академии наук Беларусь. – 2025. – Т. 69, № 6. – С. 462–467. <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2025-69-6-462-467>

Denis V. Novitsky*B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus, Minsk, Republic of Belarus***INTERACTION OF DIFFERENT-SHAPE OPTICAL PULSES WITH RESONANT AMPLIFYING MEDIA***(Communicated by Academician Sergey V. Gaponenko)*

Abstract. Using the numerical solution of the Maxwell–Bloch equations, we study the interaction of short light pulses with resonant amplifying media. We consider pulses of various shapes – with Gaussian, rectangular, and exponential envelopes, the latter of which has recently attracted increased attention due to its potential for implementing new effects such as virtual absorption. We show that by choosing the shape and duration of the incident pulses, we can control the intensity and time of the amplified radiation generation, as well as the population dynamics of the medium levels.

Keywords: light pulses, resonant amplifying medium, complex-frequency radiation, virtual absorption, Maxwell–Bloch equations

For citation. Novitsky D. V. Interaction of different-shape optical pulses with resonant amplifying media. *Doklady Natsional'noi akademii nauk Belarusi = Doklady of the National Academy of Sciences of Belarus*, 2025, vol. 69, no. 6, pp. 462–467. <https://doi.org/10.29235/1561-8323-2025-69-6-462-467>

Введение. В последние годы большое внимание специалистов привлекают эффекты распространения и воздействия на вещество излучения с комплексной частотой [1]. Наличие у частоты мнимой части означает экспоненциальное изменение (возрастание или затухание) амплитуды излучения, что в некоторых случаях эквивалентно распространению «обычного» излучения

с действительной частотой через поглощающие или усиливающие среды. Такая эквивалентность стала основой ряда «виртуальных» явлений, прежде всего эффекта виртуального идеального поглощения излучения [2].

Виртуальное идеальное поглощение можно рассматривать как обобщение на случай комплексных частот эффекта когерентного идеального поглощения, идея которого была впервые высказана в 1962 г. белорусским физиком А. П. Хапалюком [3] и независимо открыта много лет спустя за рубежом [4]. Суть его в том, что когерентное излучение, падающее с двух сторон на слой поглощающей среды, может полностью поглотиться при выполнении определенного соотношения между толщиной слоя и его показателем преломления. Это условие соответствует нулю рассеяния на частоте излучения. В общем случае, однако, нуль рассеяния находится на комплексной частоте, так что «обычные» волны будут поглощаться лишь частично или вовсе не поглощаться [5]. Виртуальное идеальное поглощение основано на использовании двух встречных волн с комплексной частотой, так что скорость возрастания их амплитуды в точности равна мнимой части частоты, соответствующей нулю рассеяния. При таких условиях даже непоглощающая среда способна имитировать полное поглощение, накапливая излучение внутри себя и освобождая его по окончании экспоненциального роста амплитуды. Виртуальное поглощение носит весьма общий характер и может наблюдаться для различных типов волн – электромагнитных [6], упругих [7] и звуковых [8]. По аналогии с виртуальным поглощением может быть введено и виртуальное усиление при взаимодействии экспоненциально затухающего излучения с поглощающей средой [9]. Эффекты взаимодействия волн с комплексной частотой постепенно находят разнообразные применения для управления эффективностью рассеяния [10], компенсации потерь и увеличения разрешения в системах построения изображений [11], хранения энергии в высокодобротных резонаторах [12], реализации тянувших сил светового давления [13], усиления сигнала в поверхностно-усиленной спектроскопии [14] и даже эффективного зажигания газоразрядной плазмы [15].

Недавно были теоретически проанализированы особенности виртуального поглощения и виртуального усиления в резонансно поглощающих средах [16; 17]. Здесь рассматривается случай резонансно усиливающей среды. Ранее было отмечено влияние скорости экспоненциального возрастания амплитуды на время генерации усиленного сигнала в такой среде [17], однако не было проведено никакого сравнения с импульсами других форм. Такое сравнение позволяет понять, можно ли использовать излучение с комплексной частотой для эффективного извлечения энергии из усиливающей среды и управления параметрами этого процесса. В настоящей работе дается ответ на этот вопрос.

Основные соотношения. Взаимодействие электромагнитного излучения с двухуровневой резонансной средой будем описывать уравнениями Максвелла–Блоха следующего вида [18]:

$$\frac{dw}{dt} = -4 \frac{\mu}{\hbar} E \text{Imp}_{12} - \frac{w - w_e}{T_1}, \quad (1)$$

$$\frac{d\rho_{12}}{dt} = i\omega_0 \rho_{12} + i \frac{\mu}{\hbar} E w - \frac{\rho_{12}}{T_2}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}. \quad (3)$$

Уравнение (1) описывает изменение разности населенностей между возбужденным и основным уровнями резонансной среды $w = \rho_{22} - \rho_{11}$ (этую величину также можно назвать инверсией). Уравнение (2) определяет динамику микроскопической поляризации ρ_{12} («когерентности»), задаваемой недиагональным элементом матрицы плотности среды. Уравнение (3) – это волновое уравнение для напряженности электрического поля E . Здесь μ – матричный элемент дипольного момента перехода между основным и возбужденным состояниями; ω_0 – резонансная частота, соответствующая переходу между уровнями; T_1 и T_2 – продольное и поперечное время релаксации соответственно; w_e – равновесная разность населенностей; $P = 2\mu C \text{Rep}_{12}$ – макроскопическая поляризация среды; C – концентрация резонансных частиц; n – показатель преломления диэлектрика.

трической матрицы, в которой находятся двухуровневые атомы; c – скорость света в вакууме; \hbar – постоянная Планка. Уравнения (1)–(3) будем решать численно по методике, описанной в [18], при следующих значениях параметров: $g = 4\pi\mu^2 C / 3\hbar = 0,1 \text{ пс}^{-1}$, $T_1 = 1 \text{ нс}$, $T_2 = 1 \text{ пс}$, $n = 3$, толщина слоя среды $L = 1 \text{ мкм}$.

Виртуальное идеальное поглощение наблюдается при падении на среду двух встречных волн с частотой ω_z , соответствующих нулю рассеяния. Для плоскопараллельного слоя такие частоты легко найти из выражения [17]:

$$\omega_z \frac{L}{c} = \frac{1}{n} \left(\pi l - i \ln \frac{n-1}{n+1} \right), \quad (4)$$

где l – целое число. В общем случае частоты ω_z являются комплексными числами, а значит, частота волн также должна быть комплексной. Действительная часть частоты предполагается далее равной резонансной частоте среды (нулевая отстройка от резонанса) и соответствует длине волны $\lambda = 1 \text{ мкм}$. Наличие же у частоты мнимой части означает, что амплитуда волн возрастает экспоненциально $E \sim \exp(t / \tau)$ с характерным временем, обратно пропорциональным мнимой части частоты и равным при используемых нами параметрах $\tau \approx 1/70 \text{ пс}$. Естественно, экспоненциальный рост не может продолжаться неограниченно и по достижении некоторого максимального значения амплитуды резко (почти мгновенно) прекращается.

Результаты и их обсуждение. Будем считать, что первоначально резонансная среда полностью инвертирована, т. е. все резонансные частицы находятся на возбужденном уровне энергии. На слой такой усиливающей среды падают с обеих сторон достаточно короткие импульсы света, которые будут вызывать вынужденное испускание излучения и возвращение среды в основное состояние. Рассмотрим несколько характерных профилей начальных импульсов: 1) профиль вида $E \sim \exp(t / \tau)$ с экспоненциально растущей амплитудой, характеризуемой временем τ , и последующим быстрым ее затуханием; 2) гауссов импульс вида $E \sim \exp(-t^2 / 2\tau^2)$ с длительностью τ ; 3) прямоугольный импульс длительностью τ . Вид этих профилей для $\tau = 1/70 \text{ пс}$ приведен на рис. 1. Максимальная амплитуда всех импульсов одинакова и соответствует условию для частоты Раби $\mu E_0 / \hbar = 1 / T_2$. Далее будем варьировать длительность импульса τ и его форму и анализировать их влияние на эффективность высвечивания энергии, запасенной в среде.

Результаты расчета профилей импульсов на выходе из среды для различных длительностей импульса приведены на рис. 2. В силу симметрии задачи одни и те же импульсы на-

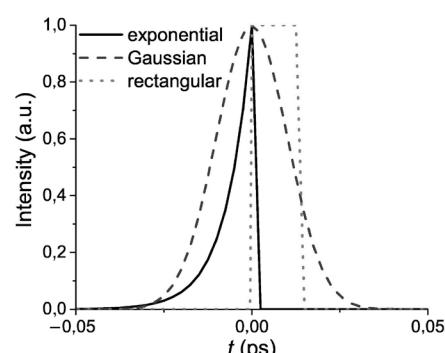


Рис. 1. Профили импульсов разной формы (длительность $\tau = 1 / 70 \text{ пс}$), используемые в расчетах: с экспоненциально растущей амплитудой (сплошная линия), гауссов (штриховая линия), прямоугольный (пунктирная линия)

Fig. 1. Pulse profiles of different shapes (duration $\tau = 1/70 \text{ ps}$) used in calculations: with exponentially increasing amplitude (solid line), Gaussian (dashed line), rectangular (dotted line)

блюдаются на обоих выходах из среды. Для достаточно длинных падающих импульсов с $\tau = 1/10 \text{ пс}$ имеет место сильное различие между случаями экспоненциальной и гауссовой огибающей. Как видно из рис. 2, *a*, гауссова огибающая порождает широкий импульс усиленного излучения с плавно затухающим задним фронтом. Напротив, падающие импульсы с экспоненциальной и прямоугольной огибающими генерируют усиленное излучение с двумя четко выраженным максимумами: высокий и узкий пик на переднем фронте и широкое «крыло» уже после окончания падающего импульса. Небольшой временной сдвиг между этими случаями здесь обусловлен разностью между моментами времени, когда импульс падает на среду: в случае экспоненциальной огибающей высвечивание энергии начинается до достижения максимальной амплитуды импульса (в момент времени $t = 0$), тогда как в случае прямоугольной огибающей высвечивание начинается только с падения на среду переднего фронта импульса (в тот же момент времени $t = 0$). С уменьшением длительности падающих импульсов величина этого временного сдвига сокращается.

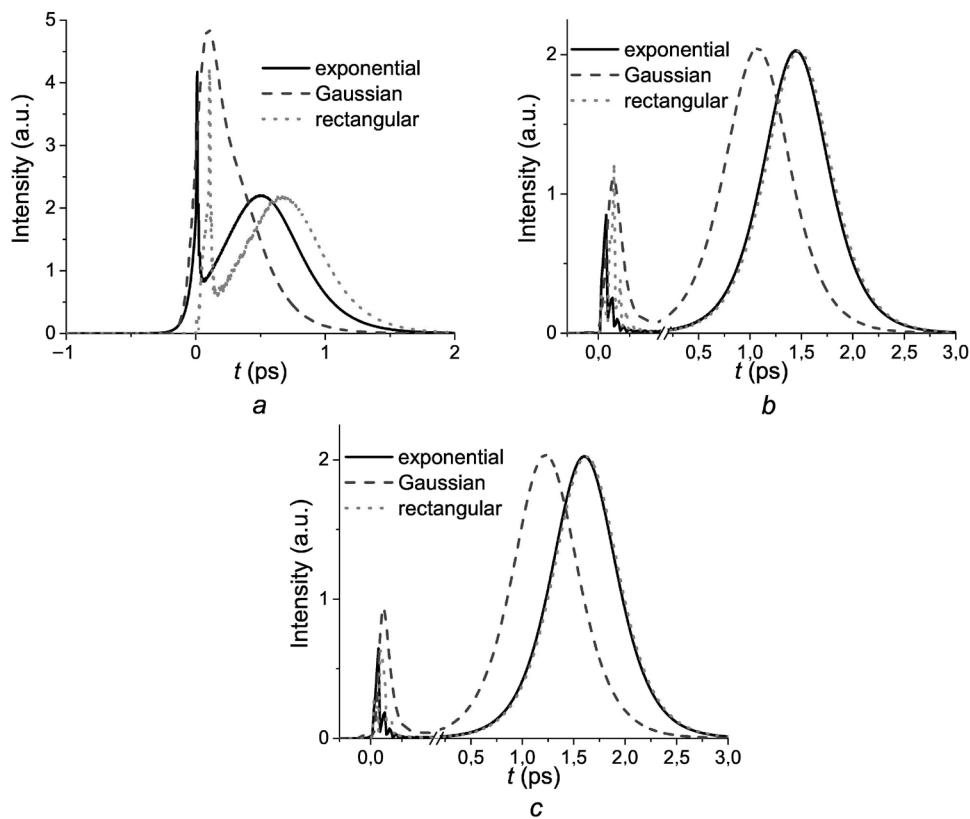


Рис. 2. Профили импульсов на выходе из резонансной среды для различных значений параметра длительности:
 $a - \tau = 1/10$ пс, $b - \tau = 1/70$ пс, $c - \tau = 1/100$ пс

Fig. 2. Pulse profiles at the output of the resonant medium for different values of the duration parameter:
 $a - \tau = 1/10$ ps, $b - \tau = 1/70$ ps, $c - \tau = 1/100$ ps

Расчеты для более коротких импульсов, результаты которых приведены на рис. 2, *b* и *c*, свидетельствуют об уменьшении пиковой интенсивности генерируемых импульсов при примерно той же полной высвечиваемой средой энергии. Особенно сильно падает интенсивность первого импульса, возникающего как непосредственный отклик на падающее излучение, а «крыло» значительно удлиняется. Основная часть энергии возбуждения испускается спустя некоторое время после прихода падающих импульсов, причем с сокращением их длительности этот интервал возрастает. Отметим, что для достаточно короткого гауссова импульса излучение на выходе из среды также разбивается на короткий первый импульс и широкое «крыло», хотя временной интервал между ними значительно короче, чем для других типов огибающих. Таким образом, манипулируя длительностью исходных импульсов, можно управлять моментом высвечивания энергии, запасенной средой.

Обращает на себя внимание то, что результаты для экспоненциального профиля в целом хорошо соответствуют расчетам для прямоугольного импульса, особенно это касается формы и момента появления «крыла». По-видимому, это связано с резким изменением амплитуды в обоих случаях: экспоненциальный рост амплитуды на переднем фронте оказывает на усиливающую среду примерно то же воздействие, что и просто резкий скачок, тогда как сильное различие на заднем фронте между экспоненциальной и прямоугольной огибающими уже оказывается не важным.

Особенность экспоненциального профиля в том, что он дает минимальную интенсивность первого импульса на выходе из среды. В условиях виртуального поглощения ($\tau = 1/70$ пс, рис. 2, *b*) энергия высвечивается только после отключения экспоненциально растущего поля; профиль выходящего импульса практически идентичен профилю, который имеет место в поглощающей среде, т. е. наличие возбуждения среды на нем практически не сказывается. Только спустя некото-

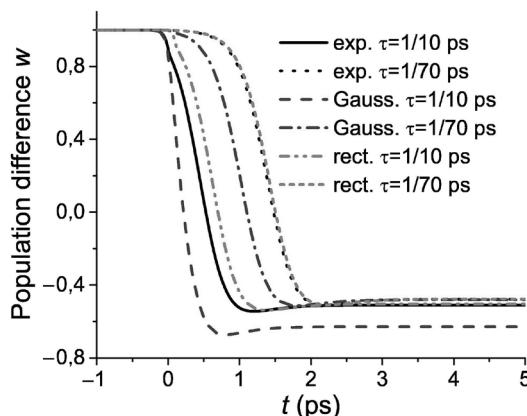


Рис. 3. Динамика инверсии населенности на входе в среду для падающих импульсов разной формы и длительности

Fig. 3. Dynamics of population inversion at the entrance of the medium for incident pulses of different shapes and durations

ции имеет место для более длинных импульсов. Приведенные результаты говорят о возможности управления динамикой состояния среды за счет подбора параметров импульса.

Заключение. Теоретический анализ, проведенный в настоящей работе, позволил выявить особенности взаимодействия импульсов света с резонансно усиливающей средой. В частности, следует отметить влияние формы и длительности падающего импульса на эффективность извлечения энергии, запасенной в среде, и на длительность и время появления на выходе импульса усиленного излучения. Использование волн комплексной частоты (экспоненциальной огибающей) позволяет минимизировать (или даже полностью исключить) интенсивность света на выходе из среды до полного окончания воздействия падающего импульса, что может быть полезно для однозначного разделения входного и выходного излучения.

Благодарности. Работа выполнена в рамках ГПНИ «Фотоника и электроника для инноваций».

рое время в среде генерируется широкое «крыло» усиленного излучения, причем полная энергия в нем практически не зависит от формы падающих импульсов.

Дополнительную информацию о различиях между воздействиями импульсов разной формы представляют расчеты динамики разности населенности, приведенные на рис. 3. Первоначально среда полностью инвертирована, т. е. $w(0) = 1$. Видно, что для импульса меньшей длительности девозбуждение среды происходит медленнее и становится заметным только после окончания импульса. Особен- но это заметно для импульсов с экспоненциальной и прямоугольной огибающими, которые сами по себе почти не влияют на величину разности насе- леностей; существенное уменьшение последней связано исключительно с генерацией «крыла» уси- ленного излучения. Импульсы гауссовой формы обеспечивают более быстрое высвечивание энергии средой, причем наиболее глубокое падение инвер-

Acknowledgements. The work has been performed within the framework of the State Program “Photonics and electronics for innovations”.

Список использованных источников

1. Kim, S. Complex-frequency excitations in photonics and wave physics / S. Kim, A. Krasnok, A. Alù // Science. – 2025. – Vol. 387, N 6741. – Art. eado4128. <https://doi.org/10.1126/science.ado4128>
2. Baranov, D. G. Coherent virtual absorption based on complex zero excitation for ideal light capturing / D. G. Baranov, A. Krasnok, A. Alù // Optica. – 2017. – Vol. 4, N 12. – P. 1457–1461. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.4.001457>
3. Хапалюк, А. П. Электромагнитное поле внутри плоскопараллельного слоя в режиме резонансного поглощения / А. П. Хапалюк // Доклады АН БССР. – 1962. – Т. 6, № 5. – С. 301–304.
4. Coherent perfect absorbers: Time-reversed lasers / Y. D. Chong, L. Ge, H. Cao, A. D. Stone // Physical Review Letters. – 2010. – Vol. 105, N 5. – Art. 053901. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.053901>
5. Anomalies in light scattering / A. Krasnok, D. Baranov, H. Li [et al.] // Advances in Optics and Photonics. – 2019. – Vol. 11, N 4. – P. 892–951. <https://doi.org/10.1364/AOP.11.000892>
6. Efficient excitation and control of integrated photonic circuits with virtual critical coupling / J. Hinney, S. Kim, G. J. K. Flatt [et al.] // Nature Communications. – 2024. – Vol. 15. – Art. 2741. <https://doi.org/10.1038/s41467-024-46908-2>
7. Coherent virtual absorption of elastodynamic waves / G. Trainiti, Y. Ra'di, M. Ruzzene, A. Alù // Science Advances. – 2019. – Vol. 5, N 8. – Art. eaaw3255. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aaw3255>
8. Direct experimental observation of total absorption and loss compensation using sound waves with complex frequencies / A. Maddi, G. Poignand, V. Achilleos [et al.] // Journal of Applied Physics. – 2025. – Vol. 137, N 23. – Art. 234701. <https://doi.org/10.1063/5.0271074>
9. Virtual parity-time symmetry / H. Li, A. Mekawy, A. Krasnok, A. Alù // Physical Review Letters. – 2020. – Vol. 124, N 19. – Art. 193901. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.193901>
10. Beyond bounds on light scattering with complex frequency excitations / S. Kim, S. Lepeshov, A. Krasnok, A. Alù // Physical Review Letters. – 2022. – Vol. 129, N 20. – Art. 203601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.203601>
11. Overcoming losses in superlenses with synthetic waves of complex frequency / F. Guan, X. Guo, K. Zeng [et al.] // Science. – 2023. – Vol. 381, N 6659. – P. 766–771. <https://doi.org/10.1126/science.adi1267>

12. Ra'di, Y. Virtual critical coupling / Y. Ra'di, A. Krasnok, A. Alù // *ACS Photonics*. – 2020. – Vol. 7, N 6. – P. 1468–1475. <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.0c00165>
13. Lepeshov, S. Virtual optical pulling force / S. Lepeshov, A. Krasnok // *Optica*. – 2020. – Vol. 7, N 8. – P. 1024–1030. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.391569>
14. Signal amplification of surface-enhanced infrared absorption spectroscopy using virtual complex frequency excitation / S. Lee, M. Kim, J.-Y. Jung, J. Lee // *ACS Photonics*. – 2025. – Vol. 12, N 8. – P. 4686–4692. <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.5c01141>
15. Plasma ignition via high-power virtual perfect absorption / T. Delage, J. Sokoloff, O. Pascal [et al.] // *ACS Photonics*. – 2023. – Vol. 10, N 10. – P. 3781–3788. <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.3c01023>
16. Novitsky, D. V. Tunable virtual gain in resonantly absorbing media / D. V. Novitsky // *Physical Review A*. – 2023. – Vol. 107, N 1. – Art. 013516. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.107.013516>
17. Novitsky, D. V. Virtual perfect absorption in resonant media and their PT-symmetric generalizations / D. V. Novitsky, A. S. Shalin // *Physical Review A*. – 2023. – Vol. 108, N 5. – Art. 053513. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.108.053513>
18. Novitsky, D. V. Propagation of subcycle pulses in a two-level medium: Area-theorem breakdown and pulse shape / D. V. Novitsky // *Physical Review A*. – 2012. – Vol. 86, N 6. – Art. 063835. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.063835>

References

1. Kim S., Krasnok A., Alù A. Complex-frequency excitations in photonics and wave physics. *Science*, 2025, vol. 387, no. 6741, art. eado4128. <https://doi.org/10.1126/science.ado4128>
2. Baranov D. G., Krasnok A., Alù A. Coherent virtual absorption based on complex zero excitation for ideal light capturing. *Optica*, 2017, vol. 4, no. 12, pp. 1457–1461. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.4.001457>
3. Khapalyuk A. P. Electromagnetic field inside a plane-parallel layer in the resonant absorption regime. *Doklady Akademii nauk BSSR*, 1962, vol. 6, no. 5, pp. 301–304 (in Russian). <https://doi.org/10.48550/arXiv.2508.19687>
4. Chong Y. D., Ge L., Cao H., Stone A. D. Coherent perfect absorbers: Time-reversed lasers. *Physical Review Letters*, 2010, vol. 105, no. 5, art. 053901. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.105.053901>
5. Krasnok A., Baranov D., Li H., Miri M.-A., Monticone F., Alù A. Anomalies in light scattering. *Advances in Optics and Photonics*, 2019, vol. 11, no. 4, pp. 892–951. <https://doi.org/10.1364/AOP.11.000892>
6. Hinney J., Kim S., Flatt G. J. K., Datta I., Alù A., Lipson M. Efficient excitation and control of integrated photonic circuits with virtual critical coupling. *Nature Communications*, 2024, vol. 15, art. 2741. <https://doi.org/10.1038/s41467-024-46908-2>
7. Trainiti G., Ra'di Y., Ruzzene M., Alù A. Coherent virtual absorption of elastodynamic waves. *Science Advances*, 2019, vol. 5, no. 8, art. eaaw3255. <https://doi.org/10.1126/sciadv.aaw3255>
8. Maddi A., Poignand G., Achilleos V., Pagneux V., Penelet G. Direct experimental observation of total absorption and loss compensation using sound waves with complex frequencies. *Journal of Applied Physics*, 2025, vol. 137, no. 23, art. 234701. <https://doi.org/10.1063/5.0271074>
9. Li H., Mekawy A., Krasnok A., Alù A. Virtual parity-time symmetry. *Physical Review Letters*, 2020, vol. 124, no. 19, art. 193901. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.124.193901>
10. Kim S., Lepeshov S., Krasnok A., Alù A. Beyond bounds on light scattering with complex frequency excitations. *Physical Review Letters*, 2022, vol. 129, no. 20, art. 203601. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.203601>
11. Guan F., Guo X., Zeng K., Zhang S., Nie Z., Ma S., Dai Q., Pendry J., Zhang X., Zhang S. Overcoming losses in superlenses with synthetic waves of complex frequency. *Science*, 2023, vol. 381, no. 6659, pp. 766–771. <https://doi.org/10.1126/science.adl1267>
12. Ra'di Y., Krasnok A., Alù A. Virtual critical coupling. *ACS Photonics*, 2020, vol. 7, no. 6, pp. 1468–1475. <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.0c00165>
13. Lepeshov S., Krasnok A. Virtual optical pulling force. *Optica*, 2020, vol. 7, no. 8, pp. 1024–1030. <https://doi.org/10.1364/OPTICA.391569>
14. Lee S., Kim M., Jung J.-Y., Lee J. Signal amplification of surface-enhanced infrared absorption spectroscopy using virtual complex frequency excitation. *ACS Photonics*, 2025, vol. 12, no. 8, pp. 4686–4692. <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.5c01141>
15. Delage T., Sokoloff J., Pascal O., Mazières V., Krasnok A., Callegari T. Plasma ignition via high-power virtual perfect absorption. *ACS Photonics*, 2023, vol. 10, no. 10, pp. 3781–3788. <https://doi.org/10.1021/acsphotonics.3c01023>
16. Novitsky D. V. Tunable virtual gain in resonantly absorbing media. *Physical Review A*, 2023, vol. 107, no. 1, art. 013516. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.107.013516>
17. Novitsky D. V., Shalin A. S. Virtual perfect absorption in resonant media and their PT-symmetric generalizations. *Physical Review A*, 2023, vol. 108, no. 5, art. 053513. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.108.053513>
18. Novitsky D. V. Propagation of subcycle pulses in a two-level medium: Area-theorem breakdown and pulse shape. *Physical Review A*, 2012, vol. 86, no. 6, art. 063835. <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.86.063835>

Информация об авторе

Новицкий Денис Викторович – д-р физ. мат. наук, заведующий центром. Институт физики им. Б. И. Степанова НАН Беларусь (пр. Независимости, 68, 220072, Минск, Республика Беларусь). E-mail: d.novitsky@ifanbel.bas-net.by.

Information about the author

Novitsky Denis V. – D. Sc. (Physics and Mathematics), Head of the Center. B. I. Stepanov Institute of Physics of the National Academy of Sciences of Belarus (68, Nezavisimosti Ave., 220072, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: d.novitsky@ifanbel.bas-net.by.