

09

Волноводы с анизотропными обкладками с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью

© А.А. Вишневый¹, О.Г. Матвеева¹, А.Д. Большаков¹, В.С. Волков², А.В. Арсенин^{1,2}

¹ Центр фотоники и двумерных материалов, Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия

² Emerging Technologies Research Center, XPANCEO, Internet City, Dubai, United Arab Emirates
E-mail: vyshnevyy.aa@mipt.ru

Поступило в Редакцию 15 мая 2026 г.

В окончательной редакции 26 июня 2026 г.

Принято к публикации 26 июня 2026 г.

Проведен анализ влияния анизотропии и оптических потерь на характеристики волноводов с обкладками из MoOCl_2 — анизотропного ван-дер-ваальсового материала с ENZ-свойствами (материала, обладающего близкой к нулю диэлектрической проницаемостью) на длине волны 510 nm. Показано, что в волноводах с субволновыми размерами применение анизотропного ENZ-материала приводит к увеличению длины пробега волноводных мод с ТМ-поляризацией (в сравнении с изотропным ENZ-материалом) за счет эффекта экстремальной толщины скин-слоя. Оптические потери не являются малым возмущением в ENZ-волноводе: длина пробега анизотропного ENZ-волновода меньше, чем у щелевого серебряного волновода. Сделан вывод, что MoOCl_2 рекомендуется использовать в качестве вспомогательного, а не ключевого элемента оптических волноводов.

Ключевые слова: интегральная нанофотоника, гиперболические метаматериалы, MoOCl_2 , оптические потери, эванесцентные волны, экстремальная толщина скин-слоя.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.19.63597.20771

Материалы с близкой к нулю диэлектрической проницаемостью (ENZ-материалы) по поведению в оптических структурах заметно отличаются от обычных диэлектриков и металлов. В частности, в ENZ-материалах электромагнитная волна может протуннелировать через узкий субволновой канал [1–4], что можно использовать для усиления нелинейных эффектов [5,6]. Управляемые ENZ-материалы активно используются в кремниевой фотонике для модуляции распространяющихся сигналов [7]. Сочетание оптической анизотропии и ENZ-отклика открывает новые возможности. В частности, перспективно использование анизотропного ENZ-отклика для получения экстремально малой толщины скин-слоя (E-SkiD) [8–10]: ранее было показано, что использование анизотропного ENZ-материала в качестве разделителя может помочь увеличить плотность расположения волноводов на оптических чипах [11]. В то же время имеется потребность в общем анализе применения анизотропных ENZ-материалов (AENZ-материалов) в волноводах, учитывающем неизбежные оптические потери.

Одним из перспективных AENZ-материалов является MoOCl_2 . По электронным свойствам данный материал является коррелированным металлом [12]. Транспорт свободных электронов возможен вдоль квазиодномерных цепочек атомов молибдена, что обуславливает металлические свойства в оптическом отклике вдоль них. Оптический отклик вдоль других направлений характеризуется положительной диэлектрической проницаемостью, что в итоге делает данный материал

естественным двусосным гиперболическим материалом в видимом диапазоне [13–15]. При длине волны, близкой к 500 nm, диэлектрическая проницаемость вдоль оси a равна $\epsilon_a = 0.039 + 0.85i$ [14], поэтому MoOCl_2 хорошо подходит для изучения эффекта E-SkiD в волноводах.

В настоящей работе на примере MoOCl_2 проведено исследование практической выгоды от использования AENZ-материалов в инженерии волноводов для интегральных фотонных схем, работающих в видимом диапазоне частот. Особое внимание уделено влиянию оптических потерь на итоговые характеристики.

Работа оптических волноводов основана на явлении полного внутреннего отражения. В том случае, когда эффективный индекс волноводной моды $n_{eff} = \beta/\beta_0$ (где β — константа распространения, а $\beta_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число в вакууме) превышает показатель преломления обкладок n_{clad} , поле излучения, распространяющееся из ядра в сторону обкладки, испытывает полное внутреннее отражение, благодаря чему энергия не покидает волновод. Коэффициент пространственного затухания поля в обкладках волновода, определяющий их требуемую толщину, равен

$$\kappa = \beta_0 \sqrt{n_{eff}^2 - n_{clad}^2}. \quad (1)$$

Очевидно, что при использовании материалов, у которых n_{clad} ближе к нулю при том же n_{eff} , локализация поля в ядре волновода и перекрестные помехи между соседними волноводами будут уменьшаться.

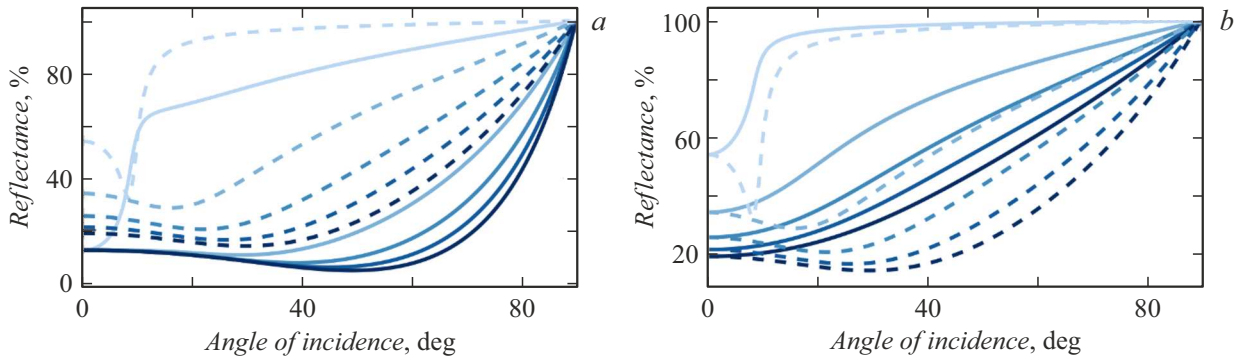


Рис. 1. Коэффициент отражения ТМ-поляризованной волны от границы раздела диэлектрик/AENZ-материал (а) и ТЕ-поляризованной волны от изотропного ENZ-материала (b) с потерями, составляющими от 1 до 100% от потерь MoOCl_2 на длине волны 510 nm. Для сравнения штриховыми линиями обозначен коэффициент отражения ТМ-волны от изотропной ENZ-среды. Более темные кривые соответствуют большим потерям. Шаг увеличения потерь 19.8%.

Еще более быстрого спада поля в обкладках можно ожидать при использовании эффекта E-SkiD [8,9]. В этом случае

$$\kappa = \beta_0 \frac{n_z}{n_y} \sqrt{n_{eff}^2 - n_y^2}, \quad (2)$$

где $n_{y,z} = \sqrt{\epsilon_{y,z}}$. Из уравнения (2) следует, что при использовании AENZ-материала в качестве обкладки глубину проникновения поля можно сделать значительно меньше, чем в случае аналогичного изотропного материала.

Описанные перспективы использования ENZ-/AENZ-материалов не учитывают оптические потери фундаментального характера: в любом материале $n < 1$ достигается вблизи резонанса связанных электронов или за счет вовлечения свободных электронов в оптический отклик [16]. Ранее было показано, что потери в изотропных ENZ-материалах приводят к сильным модальным потерям ТМ-поляризованных волноводных мод [17], поэтому для повышения практичности требуется снизить полную мощность оптического поглощения в обкладках. Эффект E-SkiD потенциально может стать решением проблемы, поскольку он уменьшает размер пространственной области, в которой происходит оптическое поглощение. Описываемая уравнением (2) волна в ENZ MoOCl_2 является особым случаем эванесцентного гиперболического поляритона. Это отличает настоящую работу от предыдущих, в которых в основном исследуются бегущие гиперболические поляритоны [13–15,18].

Чтобы изучить влияние оптических потерь, был проведен расчет коэффициента отражения от границы раздела между диэлектрической средой ($n_{core} = 1.3$) и ENZ-материалом в зависимости от потерь ENZ-материала $\text{Im}(\epsilon_a)$. Результаты, представленные на рис. 1, показывают, что отражение от ENZ-материала не является полным. Однако по мере уменьшения оптических потерь коэффициент отражения приближается к единице, за исключением углов падения, близких к нулю. При равном угле падения $\text{Im}(\epsilon_a)$ и поляризации падающего излучения отражение от AENZ-материала слабее,

чем от изотропного ENZ-материала, причем максимум отражения достигается для ТЕ-волн от изотропного ENZ-материала. Итоговая величина отражения определяется факторами, имеющими различное поведение при уменьшении $\text{Im}(\epsilon_a)$. С одной стороны, рост нормальной к границе раздела компоненты поля $E_n \propto E_{0n}/\text{Im}(\epsilon_a)$, где E_{0n} — ее амплитуда на границе со стороны диэлектрика, приводит при уменьшении $\text{Im}(\epsilon_a)$ к росту мощности поглощения $P_{abs} \propto \text{Im}(\epsilon_a)|E_n|^2 = |E_{0n}|^2/\text{Im}(\epsilon_a)$ [17]. С другой стороны, E_{0n} уменьшается из-за нарастающей разницы волновых импедансов ENZ-среды и диэлектрика [11]. Результаты моделирования показывают, что именно уменьшение E_{0n} является определяющим фактором. Из полученных результатов следует, что длина пробега мод в волноводах с ENZ-обкладками будет малой, а наилучшими характеристиками будет обладать ТЕ-мода.

Для изучения поведения собственных мод в планарных волноводах с ENZ-обкладками методом матрицы переноса велся поиск комплексных значений n_{eff} , при которых поле в обеих обкладках экспоненциально убывает по мере удаления от ядра волновода. Также рассчитывалась длина пробега мод $L_{prop} = \lambda/[4\pi\text{Im}(n_{eff})]$. Сравнивалось поведение мод различным образом ориентированных кристаллов MoOCl_2 ($\epsilon_y = \epsilon_a$, $\epsilon_z = \epsilon_b$ и $\epsilon_y = \epsilon_a$, $\epsilon_z = \epsilon_c$), изотропного ENZ ($\epsilon_y = \epsilon_z = \epsilon_x = \epsilon_a$), ТМ- и ТЕ-поляризованных мод, где ось z — направление распространения (рис. 2, а), а, b и c — кристаллографические оси. В последнем случае изотропный ENZ-материал эквивалентен MoOCl_2 с $\epsilon_x = \epsilon_a$. Также для сравнения изучались характеристики плазмонного волновода на основе серебра.

При изменении мнимой части диэлектрической проницаемости ENZ-среды длина пробега волноводов с изотропными ENZ-обкладками изменяется по закону, близкому к линейному, особенно для ТЕ-мод, в то время как длина пробега AENZ-мод практически не изменяется вплоть до $\text{Im}(\epsilon_a) \sim 0.1$ за счет слабой зависимости отражения на границе сердцевина/AENZ от потерь и согласованного изменения n_{eff} (рис. 2). L_{prop} мод в

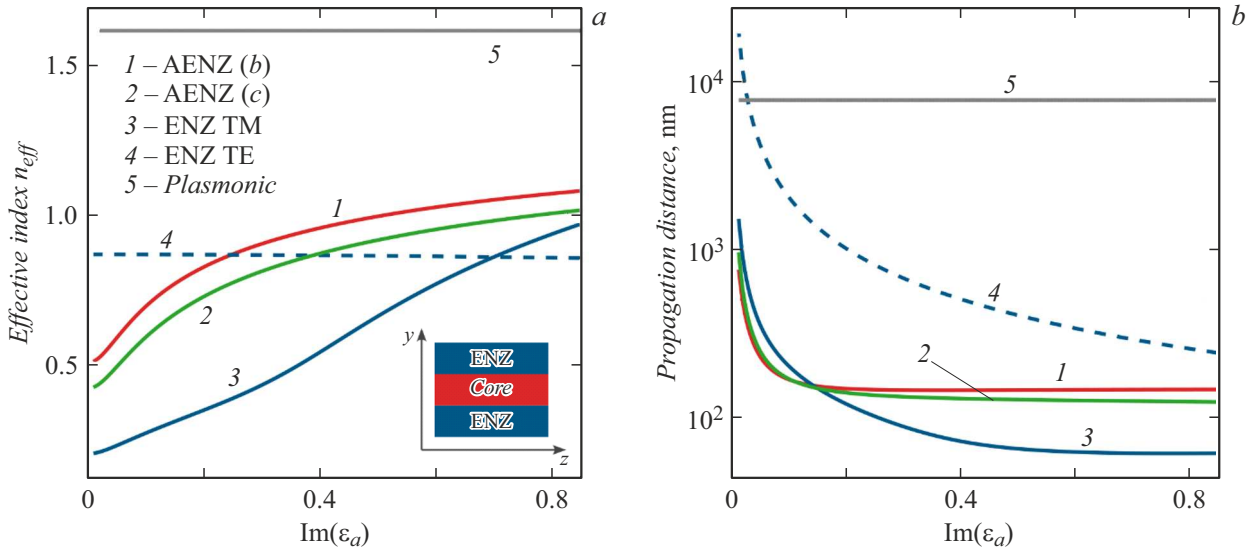


Рис. 2. Зависимости эффективного индекса моды (а) и длины пробега моды (b) в симметричном планарном волноводе с сердцевинной толщиной $d = 120$ nm и показателем преломления $n_{core} = 1.3$ с ENZ-обкладками (см. вставку на части а) от потерь ENZ-компоненты диэлектрического тензора. Рассматриваются случаи AENZ-обкладок с $\varepsilon_z = \varepsilon_b = 7.33 + 0.42i$ (1) и $\varepsilon_z = \varepsilon_c = 4.00$ (2), материала с изотропным ENZ-откликом $\varepsilon_z = \varepsilon_a = 0.039 + 0.85i$ (3, 4). Для сопоставления также приведены характеристики плазмонного щелевого волновода с серебряными обкладками с $\varepsilon_{Ag} = -10.6 + 0.27i$ [19] (линия 5).

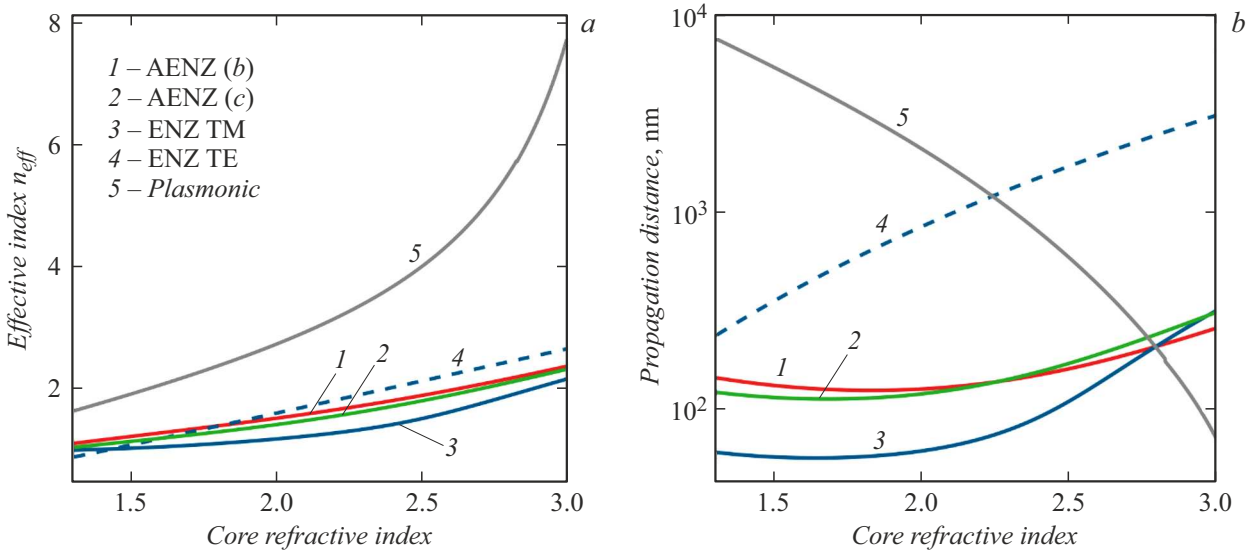


Рис. 3. Зависимости эффективного индекса (а) и длины пробега волноводной моды (b) планарного волновода ENZ—диэлектрик—ENZ от показателя преломления ядра.

AENZ-волноводе превосходит аналогичную величину для ТМ-моды ENZ-волновода в 2 раза и уступает в 1.7 раза величине для ТЕ-моды. В то же время величины L_{prop} от 60 до 240 nm (затухание 72 и 18 dB/ μ m) не превышают $\lambda/2$, что близко к апериодическому режиму. Для сравнения L_{prop} плазмонной моды составляет 8 μ m (затухание 0.54 dB/ μ m), что на два порядка выше.

Далее было изучено влияние показателя преломления ядра n_{core} на ENZ-волноводы с анизотропией и без нее. Ожидается, что увеличение n_{core} должно приводить к росту L_{prop} из-за роста n_{eff} и „эффективного“ снижения

потерь, а именно отношения $\text{Im}(\varepsilon_a)/\varepsilon_{core}$. Результаты расчетов (рис. 3) подтверждают рост n_{eff} , но L_{prop} монотонно возрастает только для ТЕ-мод. Для ТМ-мод ENZ- и AENZ-волноводов L_{prop} сначала убывает, а затем увеличивается, что может объясняться немонотонной зависимостью отражения ТМ-мод от угла падения (рис. 1, а). Наблюдаемое же на рис. 3, b резкое снижение L_{prop} в плазмонном волноводе вызвано приближением к точке поверхностного плазмонного резонанса $\varepsilon_{core} + \varepsilon_{Ag} \approx 0$.

Одним из способов увеличения L_{prop} может служить увеличение размера ядра волновода d_{core} (рис. 4). Ре-

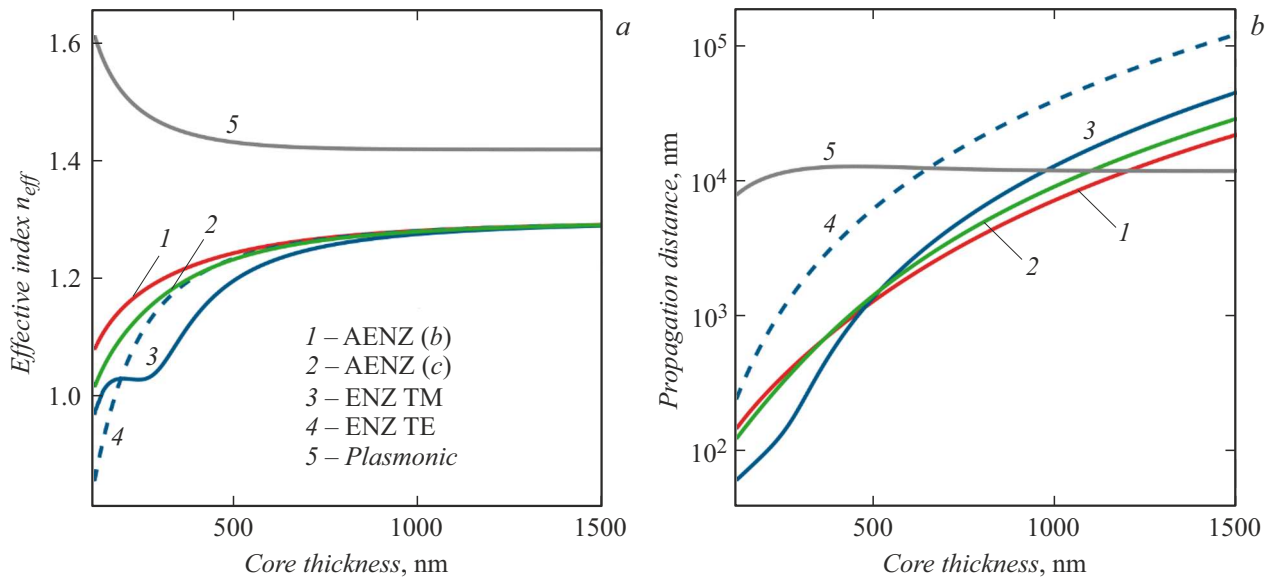


Рис. 4. Влияние толщины ядра на эффективный индекс фундаментальной моды (а) и длину пробега волноводной моды (б) планарного волновода ENZ–диэлектрик–ENZ.

зультаты расчетов показывают, что вследствие снижения влияния обкладок n_{eff} приближается к n_{core} . L_{prop} в ENZ-волноводах примерно квадратично зависит от d_{core} , а по мере приближения к $1 \mu\text{m}$ становится выше, чем L_{prop} плазмонной моды. Как и ожидалось исходя из рис. 1, наибольшую величину L_{prop} имеет ТЕ-мода. При $d_{core} > 500 \text{ nm}$ устанавливается новая иерархия длин пробега: изотропные ENZ-волноводы проявляют себя лучше, чем анизотропные. Следует отметить, что такой рост L_{prop} сопряжен с потерей преимуществ в плотности интеграции: ENZ-волновод превосходит плазмонный при $d_{core} > \lambda$.

Таким образом, в работе на примере MoOCl_2 проведение критического исследования перспективности использования ENZ-материалов, в особенности анизотропных, для построения волноводов для интегральной фотоники. Показано, что предсказываемая идеализированными моделями без потерь сверхсильная субволновая локализация ТМ-мод неизбежно сопровождается значительным снижением их длины пробега. В результате сравнительного анализа было установлено, что из ENZ-волноводов наилучшими характеристиками обладает волновод на ТЕ-модах, причем для увеличения длины пробега его мод можно использовать сердцевину с высоким показателем преломления или увеличить размер ядра волновода. Хотя использование MoOCl_2 в качестве ключевого элемента волноводной структуры не оптимально, обнаруженный режим критического затухания открывает возможности применения анизотропных ENZ-материалов, MoOCl_2 и других анизотропных ENZ-сред, в компактных поглотителях, нелинейных переключателях и модуляторах, для работы которых требуется максимально высокая концентрация энергии в материале. Настоящая работа, раскрывая особенности

взаимодействия излучения с реальными анизотропными ENZ-материалами, закладывает основу для их рационального применения при проектировании компонентов интегральной фотоники.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке РНФ, гранты 24-79-00308 (О.Г. Матвеева) и 24-72-10039 (А.А. Вишневым).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M. Silveirinha, N. Engheta, Phys. Rev. Lett., **97** (15), 157403 (2006). DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.157403
- [2] D.C. Adams, S. Inampudi, T. Ribaud, D. Slocum, S. Vangala, N.A. Kuhta, W.D. Goodhue, V.A. Podolskiy, D. Wasserman, Phys. Rev. Lett., **107** (13), 133901 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.133901
- [3] B. Edwards, A. Alù, M.E. Young, M. Silveirinha, N. Engheta, Phys. Rev. Lett., **100** (3), 033903 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.100.033903
- [4] N. Engheta, Science, **340** (6130), 286 (2013). DOI: 10.1126/science.1235589
- [5] C. Argyropoulos, P.-Y. Chen, G. D'Aguanno, N. Engheta, A. Alù, Phys. Rev. B, **85** (4), 045129 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevB.85.045129
- [6] N. Kinsey, J. Khurgin, Opt. Mater. Express, **9** (7), 2793 (2019). DOI: 10.1364/OME.9.002793
- [7] A.P. Vasudev, J.-H. Kang, J. Park, X. Liu, M.L. Brongersma, Opt. Express, **21** (22), 26387 (2013). DOI: 10.1364/OE.21.026387

- [8] S. Jahani, Z. Jacob, *Optica*, **1** (2), 96 (2014).
DOI: 10.1364/OPTICA.1.000096
- [9] S. Jahani, S. Kim, J. Atkinson, J.C. Wirth, F. Kalhor, A.A. Noman, W.D. Newman, P. Shekhar, K. Han, V. Van, R.G. DeCorby, L. Chrostowski, M. Qi, Z. Jacob, *Nat. Commun.*, **9** (1), 1893 (2018).
DOI: 10.1038/s41467-018-04276-8
- [10] G. Ermolaev, D. Grudinin, K. Voronin, A. Vyshnevyy, A. Arsenin, V. Volkov, *Photonics*, **9** (10), 744 (2022).
DOI: 10.3390/photonics9100744
- [11] W. Ji, J. Luo, H. Chu, X. Zhou, X. Meng, R. Peng, M. Wang, Y. Lai, *Nanophotonics*, **12** (11), 2007 (2023).
DOI: 10.1515/nanoph-2023-0085
- [12] F.L. Ruta, Y. Shao, S. Acharya, A. Mu, N.H. Jo, S.H. Ryu, D. Balatsky, Y. Su, D. Pashov, B.S.Y. Kim, M.I. Katsnelson, J.G. Analytis, E. Rotenberg, A.J. Millis, M. Van Schilfgaarde, D.N. Basov, *Science*, **387** (6735), 786 (2025). DOI: 10.1126/science.adr5926
- [13] G. Venturi, A. Mancini, N. Melchioni, S. Chiodini, A. Ambrosio, *Nat. Commun.*, **15** (1), 9727 (2024).
DOI: 10.1038/s41467-024-53988-7
- [14] G. Ermolaev, A. Toksumakov, A. Slavich, A. Minnekhanov, G. Tselikov, A. Mazitov, I. Kruglov, G. Tikhonowski, M. Mironov, I.P. Radko, D. Grudinin, I. Fradkin, A. Vyshnevyy, Z. Sofer, A. Arsenin, K.S. Novoselov, V. Volkov, *Nano Lett.*, **26** (13), 4329 (2026).
DOI: 10.1021/acs.nanolett.5c06153
- [15] Y. Li, Y. Zhang, W. Zhang, X. Li, J. Tang, J. Xiao, G. Zhang, X. Liao, P. Jiang, Q. Liu, Y. Luo, Z. Cao, Q. Lyu, Y. Tong, R. Yang, H. Yang, Q. Sun, Y. Gao, P. Wang, Z. Chen, W. Liu, S. Wang, G. Lyu, X. Hu, M. Aeschlimann, Q. Gong, *Nat. Commun.*, **16** (1), 6172 (2025).
DOI: 10.1038/s41467-025-61548-w
- [16] J.B. Khurgin, *Nat. Nanotechnol.*, **10** (1), 2 (2015).
DOI: 10.1038/nnano.2014.310
- [17] M.H. Javani, M.I. Stockman, *Phys. Rev. Lett.*, **117** (10), 107404 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevLett.117.107404
- [18] О.Г. Матвеева, К.В. Воронин, Д.В. Грудинин, С.Д. Чикалкин, Н.В. Пак, М.И. Титова, Д.Г. Баранов, А.А. Вишневым, В.С. Волков, А.В. Арсенин, *Письма в ЖТФ*, **52** (4), 20 (2026).
DOI: 10.61011/PJTf.2026.04.62320.20409 [O.G. Matveeva, K.V. Voronin, D.V. Grudinin, S.D. Chikalkin, N.V. Pak, M.I. Titova, D.G. Baranov, A.A. Vishnevyy, V.S. Volkov, A.V. Arsenin, *Tech. Phys. Lett.*, **52** (2), 64 (2026).
DOI: 10.61011/TPL.2026.02.63043.20409].
- [19] K.M. McPeak, S.V. Jayanti, S.J.P. Kress, S. Meyer, S. Iotti, A. Rossinelli, D.J. Norris, *ACS Photonics*, **2** (3), 326 (2015).
DOI: 10.1021/ph5004237