

НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

Материалы
VII Международной школы
молодых ученых

21–25 августа **2023**
НОВОСИБИРСК



МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

Материалы VII Международной школы молодых ученых

21–25 августа 2023 года

Новосибирск • 2023

УДК 535.92
ББК В343.131я431
Н492

Экспертный совет

акад. РАН, проф. *М. П. Федорук*
чл.-корр. РАН, проф. *С. А. Бабин*
канд. физ.-мат. наук, проф. *С. К. Турицын*

Редакционный совет

канд. физ.-мат. наук *А. А. Редюк*
канд. физ.-мат. наук *А. Е. Беднякова*

Н492 **Нелинейная фотоника** : материалы VII Международной школы молодых ученых 21–25 августа 2023 года / Новосиб. гос. ун-т. — Новосибирск : ИПЦ НГУ, 2023. — 86 с.

ISBN 978-5-4437-1513-1

VII Международная школа молодых ученых «Нелинейная фотоника» проходит в новосибирском научном центре — Академгородке с 21 по 25 августа 2023 г. В школе принимают участие ведущие российские эксперты в области фотоники и ее приложений. Программа школы охватывает широкий спектр проблем в различных областях фотоники, начиная с фундаментальной науки и заканчивая практическими применениями фотоники. Сборник материалов школы включает подробные обзорные выступления ведущих российских экспертов с комбинацией теоретических и экспериментальных докладов и обсуждением технологий и практических приложений.

*Сборник тезисов опубликован при поддержке грантов
Российского научного фонда № 17-72-30006-П и № 21-72-30024.*

УДК 535.92
ББК В343.131я431

ISBN 978-5-4437-1513-1
DOI 10.25205/978-5-4437-1513-1

© Новосибирский государственный
университет, 2023

УСИЛЕНИЕ И КОМПРЕССИЯ ЧАСТОТНО МОДУЛИРОВАННЫХ ИМПУЛЬСОВ В АКТИВНОМ НЕОДНОРОДНОМ СВЕТОВОДЕ*

А. С. Абрамов, ✉В. А. Лапин, П. П. Миронов, Д. И. Семенцов

НИТИ им. С. П. Капицы, Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

✉lva2013@yandex.ru

Важной задачей современной физики лазеров и фотоники является разработка генераторов ультракоротких импульсов (УКИ), обеспечивающих высокую пиковую мощность излучения [1]. Высокая концентрация энергии, широкополосный оптический спектр и чрезвычайно короткое время светового излучения, присущие таким импульсам [2], делают их очень интересными для многих приложений, таких как обработка и модификация материалов, лазерная микро- и наноструктурирование материалов, ядерные и ускорительные технологии и др. [1, 3, 4].

В работе рассматривается методика усиления и временной компрессии частотно модулированных импульсов в активном световоде с профилем зависимости дисперсии от длины, подобранным таким образом, чтобы обеспечить максимальные степени сжатия импульсов с заданным начальным чирпом при заданном усилении световода.

Динамика временной огибающей волнового пакета описывается нелинейным уравнением Шредингера для амплитуды огибающей вида [2, 5]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \frac{d_2(z)}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} + iR|A|^2 A = gA, \quad (1)$$

где $\tau = t - z/v_g$ — время в бегущей системе координат, $d_2 = (d^2\beta/d\omega^2)$ — параметр дисперсии групповых скоростей второго порядка (ДГС), R — параметр нелинейности, g — коэффициент усиления в волокне.

В работе выбиралась зависимость дисперсии вида [6]:

$$d_2(z) = -|d_{20}| \exp \left[-\frac{\alpha_0 |d_{20}|}{g_0} (\exp(2gz) - 1) + 2gz \right], \quad (2)$$

где α_0 — начальный чирп импульса, вводимого в исследуемый волоконный световод.

Рассматривался частотно модулированный импульс вида:

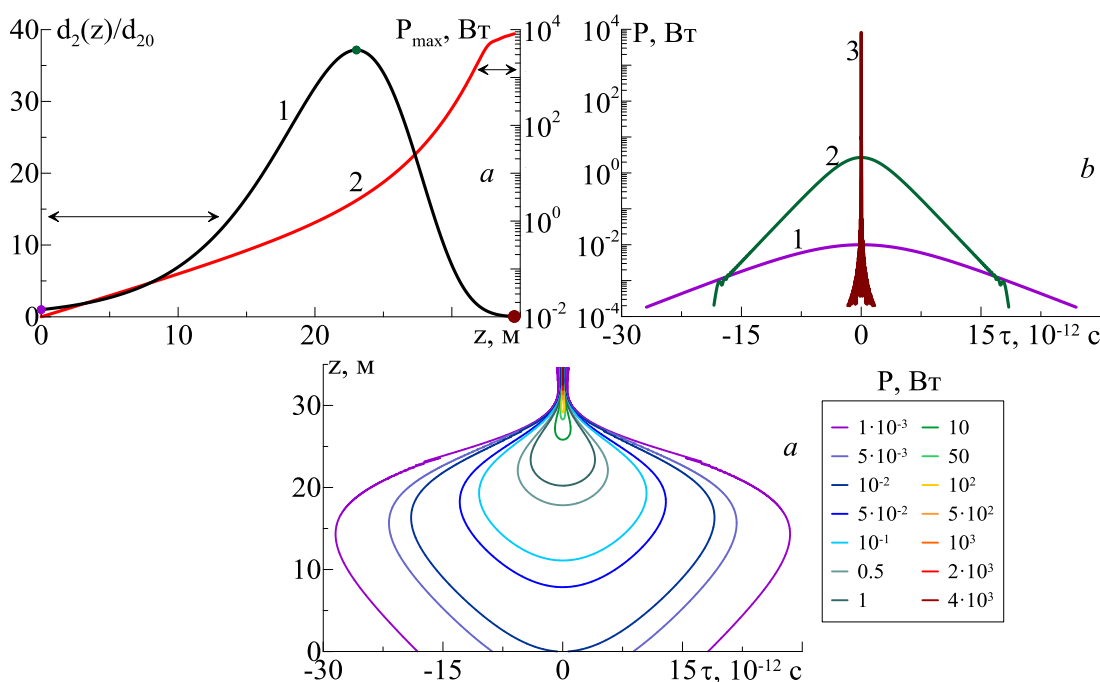
$$A(0, \tau) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}(\tau / \tau_0) \exp(i\alpha_0 \tau^2). \quad (3)$$

На рис. 1 приводятся зависимости нормированной ДГС (1, а) и пиковой мощности (2, а) от продольной координаты z , профили импульса на входе (1, б), в точке максимума модуля дисперсии (2, б), на выходе из световода (3, б) длиной $L = 1,5z_0$, где z_0 — точка максимума модуля дисперсии. Приведенные зависимости получены путем численного решения уравнения методом SSF (Фурье-расщепления по физическим факторам) [2, 7]. Для расчетов

* Работа выполнена при поддержке РНФ в рамках научного проекта № 23-22-00412, стипендии президента РФ СП-4058.2021.5 и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации проект FEUF-2023-0003.

выбирались следующие значения параметров импульса: начальная длительность $\tau_0 = 10^{-11}$ с, мощность $P_0 = 0,01$ Вт, чирп $\alpha_0 = 10^{24}$ с⁻²; и световода: ДГС $d_2 = -10^{-27}$ с²/м, параметр нелинейности $R = 10^{-3}$ (Вт·м)⁻¹, усиления: $g = 0,1$ м⁻¹.

Из приведенных зависимостей можно видеть, как по мере распространения частотно-модулированного импульса по участку волокна с возрастающей дисперсией и постоянным усилением наблюдается его значительное усиление при практическом отсутствии временного сжатия. При этом наблюдается значительное (более чем в 100 раз) увеличение его пиковой мощности. После чего на участке световода с убывающей дисперсией осуществляется сжатие усиленного частотно-модулированного импульса. Это происходит за счет убывания резкого убывания дисперсии по модулю практически до первоначальных значений, что позволяет предотвратить процесс обратного дисперсионного уширения импульса.



Динамика ДГС (1, а), пиковой мощности (2, а) и профили импульса на входе (1, б), в точке максимума модуля дисперсии (2, б), на выходе из световода (3, б), линии уровня временного профиля импульса в световоде

Таким образом, из приводимых результатов моделирования видно, что подбор профиля зависимости дисперсии с учетом значений чирпа вводимого импульса и показателя усиления световода позволяет получить значительное (до 10^4 раз) увеличение пиковой мощности сжимаемого импульса.

Список литературы

1. Reid D. T. et al. Roadmap on ultrafast optics // J. Opt. 2016. Vol. 18. № 9. P. 093006.
2. Agrawal G. P. Nonlinear Fiber Optics. 5th. ed. Boston: Academic Press, 2013.
3. Kalaycioglu H., Elahi P., Akcaalan O., Ilday F. O. High-Repitition-Rate Ultrafast Fiber Lasers for Material Processing // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2018. Vol. 24. № 3. P. 1–12.

4. Veisz L. et al. Laser-driven electron acceleration in plasmas with few-cycle pulses // *Comptes Rendus Phys.* 2009. Vol. 10. № 2–3. P. 140–147.
5. Zolotovskii I.O., Lapin V.A., Sementsov D.I. et al. Generation of high frequency trains of chirped soliton-like pulses in inhomogeneous and cascaded active fiber configurations // *Opt. Commun.* 2018. Vol. 426. P. 333–340.
6. Abramov A. et al. Amplification and Generation of Frequency-Modulated Soliton Pulses in Nonuniform Active Fiber Configurations // *Photonics*. 2022. Vol. 9. № 3. P. 160.
7. Mahboub M. Numerical simulations of femtosecond pulse propagation in photonic crystal fibers. Comparative study of the S-SSFM and RK4IP // *Appl. Math. Sci.* 2012. 6. № 117. P. 5841–5850.

БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК УЛЬТРАКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ GRENOUILLE НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1,9 МКМ

✉ Д. Т. Батов¹, В. С. Воропаев¹, Р. Джафари², С. Актюрк²,
Р. Требино², М. К. Тарабрин¹, В. А. Лазарев¹

¹ Научно-образовательный центр «Фотоника и ИК-техника»,
Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва, Россия

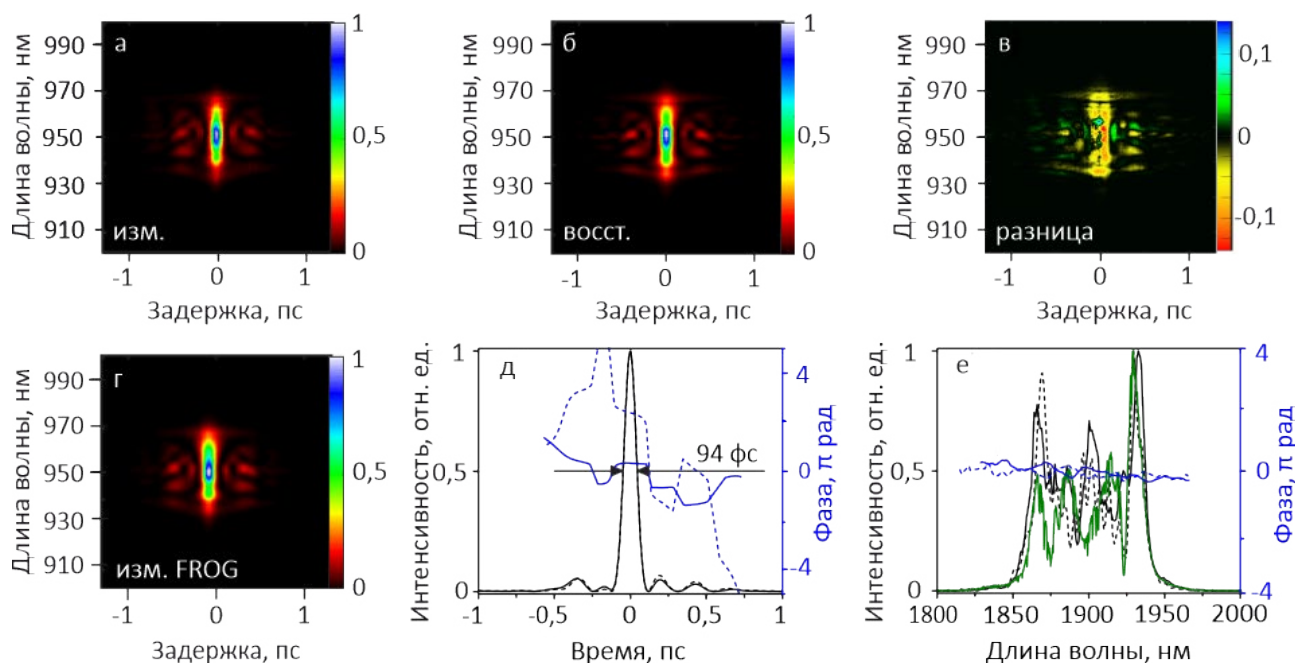
² Технологический институт Джорджии, Атланта, США

✉ daniilbatov@gmail.com

Волоконные тулиевые лазеры ультракоротких импульсов (УКИ) на длинах волн около 1,9 мкм могут применяться во многих областях: для генерации суперконтинуума, рамановских солитонов в ближнем и среднем ИК-диапазонах, для хирургии, генерации высших гармоник [1]. При разработке лазерных систем УКИ одной из важных задач является детальное описание амплитудно-фазовых характеристик излучения, для решения данной задачи применяется много методов, среди которых наиболее известные FROG и SPIDER [2]. При этом существует не так много коммерчески доступных систем, позволяющих измерять временной профиль фазы и амплитуды УКИ в диапазоне длин волн 1,9 мкм. Система GRENOUILLE является простой, быстродействующей, высокочувствительной реализацией метода FROG [2, 3], ранее была предложена схема GRENOUILLE, которая позволяет измерить импульсы на длине волны 1,9 мкм [3, 4], но минимальная измеряемая длительность была на уровне 200–300 фс [4]. Целью настоящей работы является реализация системы GRENOUILLE для измерения УКИ длительностью менее 100 фс на длине волны 1,9 мкм.

Используемая схема GRENOUILLE отличается от ранее разработанной [4] следующими особенностями. Для расширения спектрального диапазона используется более широкий лазерный пучок на входе в систему (20,5 мм по уровню $1/e^2$), а также цилиндрическая линза, фокусирующая излучение в кристалл Ag_3AsS_3 , с меньшим фокусным расстоянием (100 мм). Для повышения чувствительности используется КМОП-матрица Quantalux CS2100M-USB с разрядностью АЦП 16 бит. Разработанной системой были успешно измерены УКИ волоконной тулиевой лазерной системы [5] с частотой повторения 24 МГц средней мощностью 10 мВт и различными длительностями в диапазоне от 70 фс до 1 пс, полученные путем настройки контроллера поляризации волоконной системы [5]. Для сравнения импульсы были измерены стандартным методом FROG. На рисунке *а* представлены результаты измерения УКИ длительностью 94 фс. Результаты восстановления спектрограммы методом RANA [6] показаны на рисунке *б*. На рисунке *в* показана разница между измеренной и восстановленной спектрограммами УКИ. Ошибка восстановления спектрограммы G' [6] составляет 0,136, ошибка восстановления при измерении стандартным методом FROG G' составляет 0,068. Сравнение временных и спектральных профилей интенсивности и фазы импульса, полученных методом FROG и системой GRENOUILLE, показаны на рисунках *д* и *е* соответственно. В дополнение представлен спектр импульса, измеренный фурье-спектрометром OSA207 (Thorlabs). Также

проведены успешные измерения разработанной системой импульса с длительностью 74,5 фс, определенной по измеренной спектрограмме FROG, при этом необходимо было использовать нормирование спектрограммы на специальную маску [7], которая определяется профилем интенсивности пучка на входе в систему. При использовании более короткофокусной линзы (75 мм), фокусирующей излучение в кристалл, необходимость в использовании специальной маски может отпасть.



Измеренная (а) и восстановленная (б) спектрограммы УКИ длительностью 94 фс, разница между измеренной и восстановленной спектрограммами (в), измеренная спектрограмма методом FROG (г), временные профили интенсивности и фазы импульса (д), спектральные профили интенсивности и фазы импульса (е); сплошные кривые относятся к результатам восстановления спектрограммы FROG, пунктирные кривые — к результатам восстановления спектрограммы GRENOUILLE, зеленая кривая относится к результатам измерения спектра фурье-спектрометром

Таким образом, представленные изменения установки GRENOUILLE позволили значительно снизить минимально измеряемую длительность УКИ.

Список литературы

1. Rudy C.W., Digonnet M.J., Byer R.L. Advances in 2- μ m Tm-doped mode-locked fiber lasers // Opt. Fiber Technol. 2014. Vol. 20. P. 642–649.
2. Trebino R., Jafari R., Akturk S.A. et al. Highly reliable measurement of ultrashort laser pulses // J. Appl. Phys. 2020. Vol. 128. P. 171103.
3. Akturk S., Kimmel M., Trebino R. Extremely simple device for measuring 1,5- μ m ultrashort laser pulses // Opt. Express 2004. Vol. 12. P. 4483–4489.
4. Власов Д. С., Волков Д. В., Воропаев В. С. и др. Система измерения амплитудно-фазовых характеристик ультракоротких импульсов на длине волны 1,9 мкм в режиме реального времени // Фотон-экспресс. 2021. № 6. С. 134–135.

5. Voropaev V., Batov D., Voronets A. et al. All-fiber ultrafast amplifier at 1.9 μm based on thulium-doped normal dispersion fiber and LMA fiber compressor // Sci. Rep. 2021. Vol. 11. P. 23693.
6. Jafari R., Jones T., Trebino R. 100 % reliable algorithm for second-harmonic-generation frequency-resolved optical gating // Opt. Express. 2019. Vol. 27. P. 2112–2124.
7. Lee D., Wang Z., Gu X., Trebino R. Effect and removal of an ultrashort pulse's spatial profile on the single-shot measurement of its temporal profile // JOSA B. 2008. Vol. 25. P. A93–A100.

ЗАВИСИМОСТЬ РЕАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ BaGa_4Se_7 ОТ УСЛОВИЙ ПОЛУЧЕНИЯ*

✉ Р. А. Белоусов¹, П. Г. Криницын^{1,2}, Л. И. Исаенко^{1,2}

¹ *Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия*

² *Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

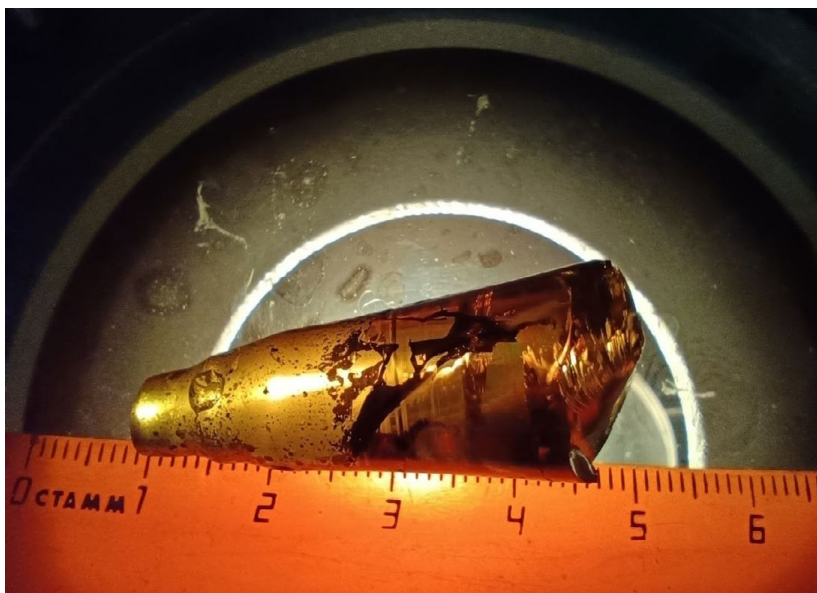
✉ belousowroman2001@gmail.com

Для лазерной техники среднего ИК-диапазона требуются материалы, отвечающие целому комплексу функциональных характеристик. Так, нелинейные оптические кристаллы среднего ИК-диапазона должны иметь высокую нелинейную восприимчивость, широкий диапазон преобразования лазерных частот (область синхронизма) и высокую лазерную прочность. Среди нелинейных кристаллов среднего ИК-диапазона в последнее десятилетие большое внимание вызывает кристалл BaGa_4Se_7 (BGSe) [1]. Его характеристиками являются: высокий коэффициент нелинейности (более 20 пм/В), широкий диапазон пропускания (0,47–18 мкм) и высокая лазерная прочность; например, при накачке Nd: YAG-лазером была достигнута выходная энергия 140–230 мкДж для 30-пс импульсов излучения на длине волны 8–14 мкм с пиковой мощностью до 7 МВт [2]. Такие свойства делают его одним из наиболее перспективных материалов для применения в нелинейной оптике среднего ИК-диапазона.

Однако одного лишь удачного сочетания функциональных свойств для применения кристалла в лазерных устройствах недостаточно. Материал должен быть технологичным, то есть должны иметься возможности его воспроизводимого получения в виде однородных монокристаллов оптического качества.

В данной работе были исследованы структурные особенности монокристаллов BGSe в зависимости от условий получения. Монокристаллы выращивались методом Бриджмана — Стокбаргера [3].

Установлена корреляция между условиями получения и оптическим качеством кристалла. Выявлена взаимосвязь между условиями подготовки металлического барьера и качеством получаемых кристаллов. Обнаружено, что в случае использования исходного



Монокристалл BGSe оптического качества

* Работа выполнена по государственному заданию ИГМ СО РАН (№ 122041400031-2).

© Р. А. Белоусов, П. Г. Криницын, Л. И. Исаенко, 2023

металлического бария без дополнительной очистки структура получаемых кристаллов отличается большим количеством макро- и микродефектов и низким оптическим качеством. Синтез исходной шихты в этом случае затруднен и не обеспечивает получение материала, соответствующего стехиометрическому составу. Установлено, что при получении исходной шихты с использованием очищенного бария дефектность получаемых кристаллов существенно снижается и удается изготовить элементы оптического качества. Показано, что наиболее оптически качественные кристаллы получаются в случае синтеза исходной шихты из бинарных селенидов. Найдены тепловые условия и изготовлен тепловой узел для выращивания кристаллов BGSe, позволяющий воспроизводимо получать кристаллы оптического качества. Проведено изучение дефектности кристаллов, обозначены основные типы дефектов в кристаллах, выращенных в разных условиях. Оценены перспективы использования методов очистки, синтеза и роста кристалла BGSe для улучшения его структурного совершенства.

Поскольку высокая дефектность кристаллов BGSe является лимитирующим фактором изучения и применения данного перспективного материала в современной нелинейной оптике, задача снижения количества дефектов и получения кристаллов оптического качества стала одной из ключевых в направлении исследований BGSe. Показано, каким образом можно добиться воспроизводимого получения кристаллов BGSe оптического качества.

Список литературы

1. Yelisseyev A. P., Lobanov S. I., Krinitsin P. G., Isaenko L. I. The optical properties of the nonlinear crystal BaGa_4Se_7 // Opt. Mater. 2020. Vol. 99. P. 109564.
2. Yang F., Yao J.-Y., Guo Y.-W. et al. High-energy continuously tunable 8–14 μm picosecond coherent radiation generation from BGSe-OPA pumped by 1064 nm laser // Opt. & Laser Technol. 2020. Vol. 125. P. 106040.
3. Yao Jiyong, Yin Wenlong, Feng Kai et al. Growth and characterization of BaGa_4Se_7 crystal // J. Cryst. Growth. 2012. Vol. 346. P. 1–4.

СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ В РЕЖИМЕ СОЛИТОННОЙ ДВУХФАЗНОЙ СМЕСИ

✉ И. А. Волков¹, В. А. Камынин², А. В. Судьин¹,
С. Н. Ушаков^{1,2}, К. Н. Нищев¹, В. Б. Цветков²

¹ *Национальный исследовательский*

Мордовский государственный университет, Саранск, Россия

² *Институт общей физики им. А. М. Прохорова, Москва, Россия*

✉ emofan_80@mail.ru

Диссипативные солитоны (ДС) — повсеместно распространенные локальные структуры в неравновесных системах с частицеподобными свойствами. Общая тенденция поведения в волоконных лазерах с пассивной синхронизацией мод в области сильной накачки связана с формированием нескольких солитонов в резонаторе и способна самоорганизовываться с образованием солитоноподобных структур (солитонная молекула, кристалл, поликристалл, жидкость и т. д.) [1, 2]. Из-за большого сходства с состояниями вещества солитоноподобные структуры всегда были центром исследований в области динамики диссипативных солитонов. Поэтому изучение характеристик солитоноподобных структур имеет большое значение для изучения и выявления аналогии связи между микросферой и макромиром.

В этой работе мы сообщаем о генерации в режиме солитонной двухфазной смеси в волоконном лазере с пассивной синхронизацией мод на основе нелинейного вращения плоскости поляризации (НВПП) как насыщающегося поглотителя в аномальной дисперсии.

Схема волоконного кольцевого лазера с длиной резонатора ~ 40 м представлена на рис. 1. Резонатор включает в себя 3 м волокна, солегированного ионами $\text{Er}^{3+}/\text{Yb}^{3+}$ и 30 м стандартного одномодового волокна E1.

EYDCF накачивается многомодовым лазерным диодом BWT мощностью 9 Вт при 976 нм через $(2 + 1) \times 1$ сумматор накачки. Изолятор используется для обеспечения однонаправленного распространения оптического излучения. Поляризационный делитель вместе с двумя контроллерами поляризации позволяют реализовать режим синхронизации мод за счет НВПП.

Регистрация оптических спектров производилась спектроанализатором Yokogawa AQ6370C. Радиочастотные спектры регистрировались анализатором спектра GWINSTEK GSP-7830. Для регистрации последовательности импульсов использовались высокоскоростной приемник излучения на основе InGaAs PIN-фотодиода (5 ГГц) и осциллографы GWINSTEK

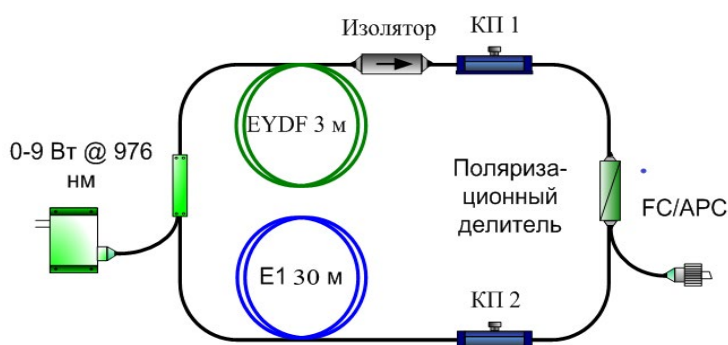


Рис. 1. Схема волоконного лазера с пассивной синхронизацией мод

GDS-3000 (500 МГц) и Tektronix MSO 5204 (2 ГГц), запись автокорреляционной функции (АКФ) осуществлялась при помощи Femtocrome FR-103MN.

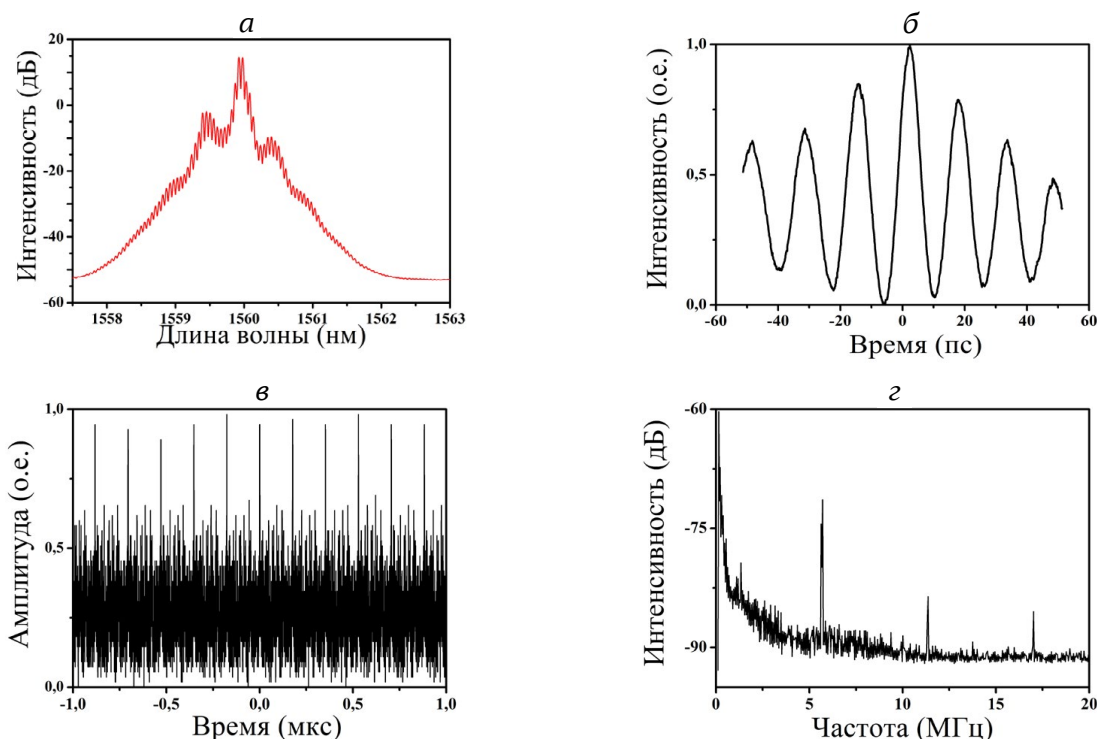


Рис. 2. Оптические характеристики импульсного режима волоконного лазера на НПП

При регулировке положений контроллеров поляризации и мощности накачки был получен режим, оптические характеристики которого представлены на рис. 2. Оптический спектр (рис. 2, а) демонстрирует умеренную модуляцию, показывающую взаимную когерентность между импульсами. Спектральный период составляет 0,056 нм, что приводит к временной задержке между соседними импульсами ≈ 16 пс, что подтверждается АКФ на рис. 2, б, в которой присутствует пьедестал. Почти треугольная огибающая АКФ, все пики которой имеют одинаковую ширину 4,6 пс, характерна для связанных состояний регулярно расположенных солитонов. Как видно на осциллограмме последовательности импульсов (рис. 2, в), период ≈ 175 нс ($f = 5,7$ МГц), что соответствует длине резонатора. Это также подтверждается на радиочастотном спектре (рис. 2, г). Стоит отметить, что в осциллограмме импульсов присутствует движение отдельных импульсов между основным периодом. Таким образом, общее распределение солитонов внутри резонатора представляет собой некогерентную последовательность чередующегося ряда твердого и жидкого состояний, которая называется солитонной двухфазной смесью [3].

Список литературы

1. He J., Zhou M., Liu C. et al. Collision and dissociation of soliton molecules triggered by gain perturbation in passively mode-locked fiber laser // Opt. Express. 2023. Vol. 34. № 14. P. 22776–22789.
2. Amrani F., Haboucha A., Salhi M. et al. Dissipative solitons compounds in a fiber laser. Analogy with the states of the matter // Appl. Phys. B. 2010. Vol. 99. P. 107–114.
3. Amrani F., Salhi M., Leblond H. et al. Intricate solitons state in passively mode-locked fiber lasers // Opt. Express. 2011. Vol. 19. № 14. P. 13134–13139.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАНАРНЫХ ПРОВОДЯЩИХ СРЕД МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ТЕРАГЕРЦОВОЙ СПЕКТРОСКОПИИ*

Д. С. Грибанов

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

✉ d.gribanov@g.nsu.ru

Прогресс в сфере телекоммуникации, стимулируемый растущими требованиями к объему передаваемых данных в единицу времени, связан с переходом на все более высокие несущие и модуляционные частоты. Будущие поколения связи (например, 6G) будут работать в субтерагерцовом частотном диапазоне [1]. Развитие соответствующих технологий требует исследования диэлектрических характеристик применяемых материалов в данном спектральном диапазоне. Например, с точки зрения разработки субволновых ТГц-планарных волноводов требуется изучение проводимости наноразмерных металлических пленок [2] или изменение диэлектрических свойств кремния с ростом концентрации свободных носителей зарядов [3]. Еще более актуальными такие исследования выглядят на фоне сообщений о не соответствующем модели Друде поведении металлических пленок на ТГц-частотах [4] и исследований взаимодействия ТГц-излучения со свободными носителями зарядов, не учитывающих их пространственное распределение [5].

В данной работе изучены комплексные коэффициенты пропускания наноразмерных золотых пленок и кремниевой пластины, облучаемой лазером. Исследования проведены на широкополосном импульсном терагерцовом спектрометре [6].

Пропускание кремния на ТГц-частотах измерено через диафрагму диаметром 2 мм, помещенную на поверхность кремния и равномерно освещаемую лазерным излучением с длиной волны 532 нм при значениях мощности от 0 до 1300 мВт. Распределение зарядов в объеме было рассчитано с помощью численного моделирования. В результате показано, что концентрация носителей экспоненциально спадает по объему образца на порядок от значения $1,7 \times 10^{16}$ на поверхности кремния. При этом заряды распределены по объему, а не скапливаются у поверхностного слоя на глубине поглощения лазерного излучения, как иногда допускают для простоты анализа (рисунок а).

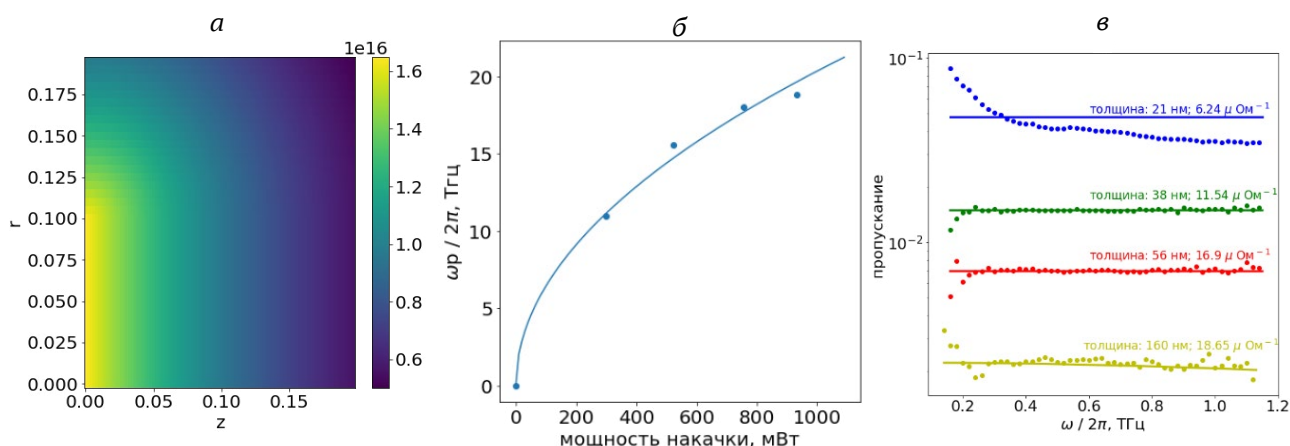
На основе экспериментальных данных была рассчитана комплексная диэлектрическая проницаемость рабочего объема кремния, и с помощью аппроксимации моделью Друде $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_{\infty} - \omega_p^2 / (\omega(\omega + i\nu))$ определена зависимость плазменной частоты ω_p фотовозбужденных носителей зарядов от лазерной мощности, где $\varepsilon_{\infty} = 12,04$ — диэлектрическая проницаемость в ближнем ИК-диапазоне, ν — частота столкновений носителей зарядов. Поведение зависимости пропорционально корню из мощности, что хорошо соответствует ожиданиям (рисунок б).

В работе также исследована зависимость проводимости золотых пленок от их толщины (от 21 до 160 нм) на кварцевых подложках. Полученные зависимости аппроксимировались с помощью приближения $n \approx (1 + i) \times (\sigma / 2\omega\varepsilon_0)^{1/2}$, которое связывает показатель преломления n на частоте $\omega/2\pi = f \sim 1$ ТГц и проводимость на постоянном токе σ (рисунок в) аналогично

* Автор благодарит ЦКП «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН за предоставленное научное оборудование.

работе [7]. Проводимости пленок имеют значения, схожие с теми, которые приведены в статье [7] для золота. Было установлено, что для пленки толщиной 21 нм проводимость плохо аппроксимируется выбранной моделью, что, видимо, связано с зернистостью пленки, особенно проявляющейся для более тонких образцов.

В работе подтверждено, что проводимость на ТГц-частотах золотых пленок с толщинами менее 30 нм не описывается общепринятой моделью, что необходимо учитывать при разработке волноводных структур и интегральных устройств. Также нами показана важность учета объемного распределения фотовозбужденных носителей зарядов в кремнии при разработке устройств модуляции и управления ТГц-излучением на основе оптической накачки.



Распределение фотовозбужденных носителей заряда в образце кремния в полярных координатах (а); зависимость плазменной частоты фотовозбужденных носителей заряда от мощности накачки (б); пропускания тонких золотых пленок в ТГц-диапазоне при различной толщине образцов (в)

Список литературы

1. Sub-terahertz communication in 6G. URL: <https://www.ericsson.com/en/6g/sub-terahertz-communication> (дата обращения: 23.07.2023).
2. Garcia-Vidal F. J. et al. Spoof surface plasmon photonics // Reviews of Modern Physics. 2022. Vol. 94. № 2. P. 025004.
3. Andrews S. R. Microstructured terahertz waveguides // Journal of Physics D: Applied Physics. 2014. Vol. 47. № 37. P. 374004.
4. Pandey S. et al. Non-Drude like behaviour of metals in the terahertz spectral range // Advances in Physics: X. 2016. Vol. 1. № 2. P. 176–193.
5. Li J. et al. Broadband and tunable terahertz absorption via photogenerated carriers in undoped silicon // Science China Physics, Mechanics & Astronomy. 2022. Vol. 65. №. 1. P. 214211; Okada T., Tanaka K. Photo-designed terahertz devices // Scientific reports. 2011. Vol. 1. № 1. P. 121.
6. Rybak A. et al. Terahertz Optical Properties of KTiOPO_4 Crystal in the Temperature Range of (-192) – 150 C // Crystals. 2021. Vol. 11. № 2. P. 125.
7. Laman N., Grischkowsky D. Terahertz conductivity of thin metal films // Applied Physics Letters. 2008. Vol. 93. № 5.

УВЕЛИЧЕНИЕ ДАЛЬНОСТИ РАБОТЫ РАСПРЕДЕЛЕННОГО АКУСТИЧЕСКОГО ДАТЧИКА НА ОСНОВЕ ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ИМПУЛЬСНОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА И ЭРБИЕВОГО УСИЛИТЕЛЯ С УДАЛЕННОЙ НАКАЧКОЙ ДО 120 КМ

✉ А. С. Дудин^{1,2}, Д. Р. Харасов¹, Э. А. Фомиряков^{1,2},
С. П. Никитин¹, О. Е. Наний^{1,2}, В. Н. Трещиков¹

¹Группа компаний Т8, Москва

²Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

✉ dudin.as19@physics.msu.ru

фOTDR, регистрирующий рэлеевское обратное рассеяние в волокне, используется в распределенных акустических датчиках (DAS) для охраны и мониторинга протяженных объектов, а также в распределенных датчиках изменения натяжения и температуры. Дальность работы таких датчиков ограничена затуханием света в волокне и составляет порядка 50 км. Увеличение дальности за счет увеличения мощности зондирующего импульса ограничено из-за негативного воздействия нелинейных эффектов [1, 2]. Для увеличения дальности работы можно использовать распределенные рамановские усилители на эффекте вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) [3], однако их применение затруднено тем, что используемые в них лазеры 1450–1460 нм не являются массовым продуктом. Более распространены лазеры на длине волны ~1480 нм, которые применяются в эрбиевых волоконных усилителях. В данной работе нами исследована возможность увеличения дальности работы DAS «Дунай» компании «Т8 Сенсор» за счет использования эрбиевого волоконного усилителя с удаленной накачкой (далее ROPA).

Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1. фOTDR был подключен к линии из трех катушек стандартного одномодового волокна общей длиной 119,1 км. Коэффициент затухания на длине волны 1550 нм ~0,18 дБ/км. После 69 км в линию было вварено 2 м эрбиевого волокна. Для накачки эрбиевого волокна использовался лазер на длине волны 1480 нм с выходной мощностью ~500 мВт. Пиковая мощность зондирующего импульса на входе в линию составляла 200 мВт при выключенной накачке ROPA и 30 мВт при включенной.

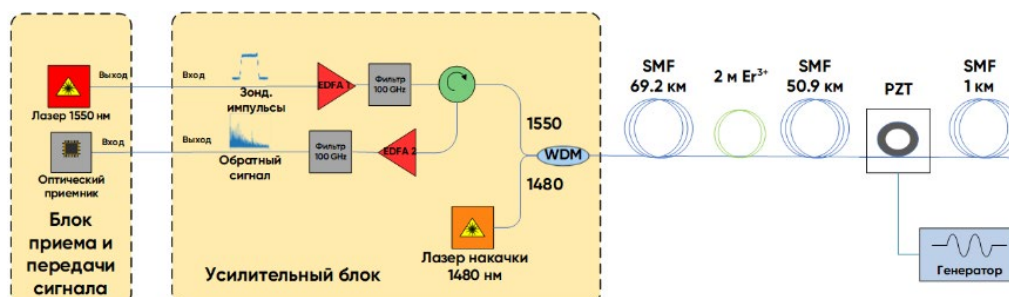


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Длительность импульса составляла ~200 нс, а частота повторений — 2 кГц, что обеспечивает разрешающую способность ~20 м. Обратнорассеянное рэлеевское излучение регистрировалось в приемной части рефлектометра и анализировалось на компьютере.

Для оценки увеличения дальности работы фOTDR в работе измерялись продольные зависимости отношения сигнал-шум фототока SNR_I [4]:

$$SNR_I(z) = 10 \log_{10} \frac{S(z)}{N(z)},$$

где под мощностями сигнала $S(z)$ и шума $N(z)$ подразумеваются квадрат среднего значения $S = \langle I(z)^2 \rangle$ и дисперсия $N = \langle \sigma_I^2 \rangle$ фототока в точке волокна z , $\langle \rangle$ — усреднение вдоль расстояния волокна, а $\overline{}$ — усреднение по времени/номеру импульса. В данной работе SNR_I вычислялось по 100 последовательно измеренным рефлектограммам и усреднялось в скользящем окне ~0,5 км. Сравнение SNR_I показано на рис. 2. Из-за падения уровня сигнала на дальних километрах уровень SNR_I также уменьшается. На практике без ROPA в обычном волокне дальность работы DAS «Дунай» составляет ~70–75 км, которому соответствует уровень SNR_I ~10 дБ. При таком уровне можно регистрировать такие слабые воздействия, как шаги человека на закопанный оптический кабель на глубине 0,5–1 м. Более сильные воздействия (например, проезд поезда) можно обнаружить и при более низком SNR_I . При использовании ROPA уровень SNR_I опускается до порогового значения только на ~120 км.

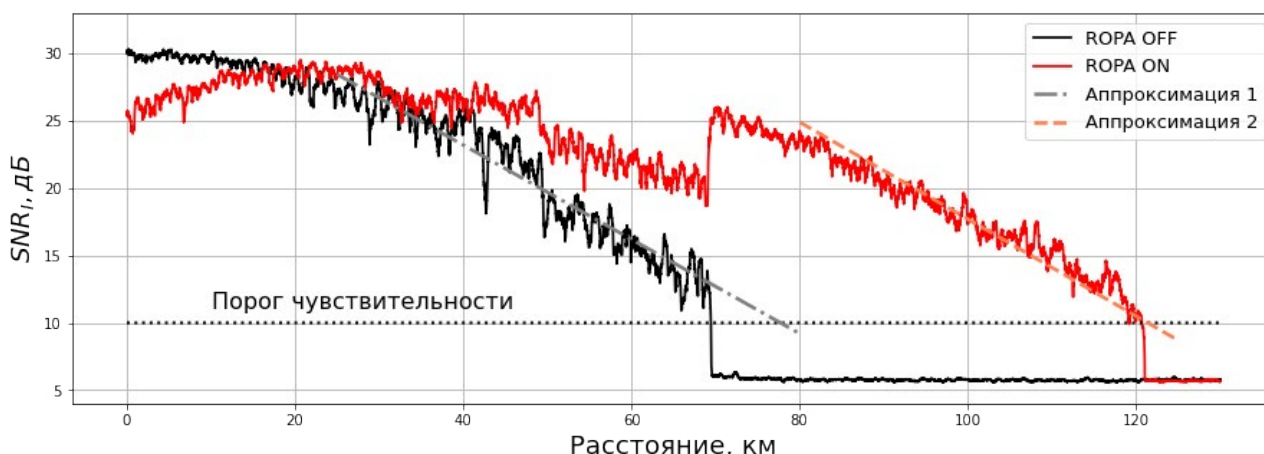


Рис. 2. SNR_I -линии при различных мощностях накачки в логарифмическом(дБ) масштабе

В ходе работы продемонстрировано увеличение дальности работы DAS «Дунай» на 45 км за счет использования ROPA при мощности накачки 500 мВт. Общая дальность работы составила не менее 120 км, а перекрываемое затухание в одну сторону — не менее 19,4 дБ.

Список литературы

1. Nikitin S. P., Ulanovskiy P. I., Kuzmenkov A. I. et al. Influence of modulation instability on the operation of phase-sensitive optical time domain reflectometers // Laser Physics. 2016. Vol. 26 (10). P. 105106.

2. Alekseev A. E., Vdovenko V. S., Gorshkov B. G. et al. Contrast enhancement in an optical time-domain reflectometer via self-phase modulation compensation by chirped probe pulses // *Laser Physics*. 2016. Vol. 26 (3). P. 035101.
3. Martins H. F., Martín-López S., Corredera P. et al. Phase-sensitive optical time domain reflectometer assisted by first-order Raman amplification for distributed vibration sensing over > 100 km // *Journal of Lightwave Technology*. 2014. Vol. 32 (8). P. 1510–1518.
4. Kharasov D. R., Naniy O. E., Nikitin S. P., Treschikov V. N. Operating range limitations of the Phase-Sensitive Optical Time-Domain Reflectometer assisted by Raman amplifiers // *International Conference Laser Optics (ICLO)*. 2018. P. 285–285.

АНИЗОТРОПИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ГИБРИДНОЙ СИСТЕМЕ НА ОСНОВЕ НИТЕВИДНОГО НАНОКРИСТАЛЛА GaP И МОНОСЛОЯ MoS₂

✉ Е. С. Завьялова¹, А. Кузнецов^{1,2}, М. А. Аникина^{1,2}, А. Д. Большаков¹⁻⁴

¹ Академический университет им. Ж. И. Алфёрова, Санкт-Петербург, Россия

² Московский физико-технический институт (НИУ), Долгопрудный, Россия

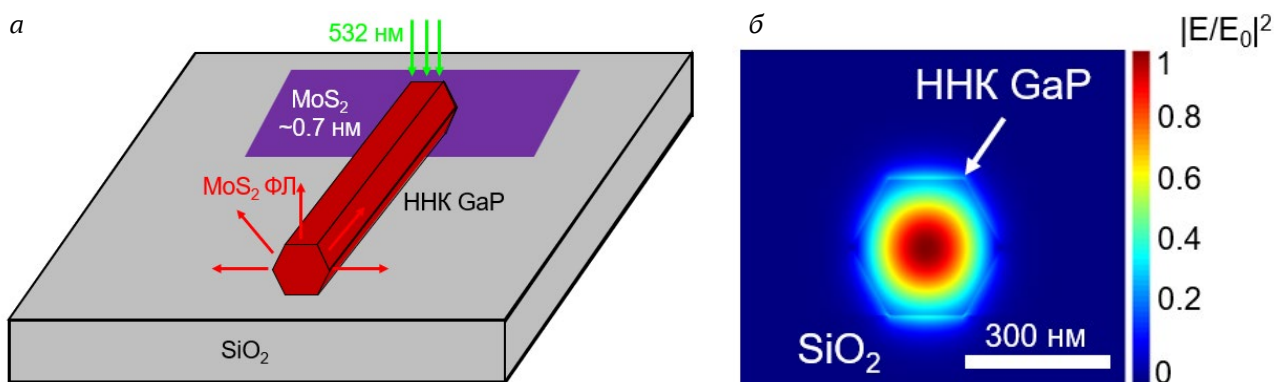
³ Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

⁴ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

✉ ladieseniya@gmail.com

Объектом данной работы является гибридная система на основе нитевидного нанокристалла (ННК) фосфида галлия (GaP) и 2D-слоя дисульфида молибдена (MoS₂). Тонкие слои MoS₂ проявляют эффективную фотолюминесценцию в видимом и ближнем ИК-диапазонах [1]. Применение данного материала в интегральной фотонике имеет большие перспективы, но отсутствие направленности выходящего излучения накладывает ограничения в его использовании в качестве эффективного эмиттера [1]. Чтобы добиться сильной анизотропии выходного оптического сигнала, можно использовать ННК на основе GaP. Благодаря его волноводным [2] и резонаторным свойствам, связанным с низкими поглощениями почти во всем видимом и ИК-диапазонах, ННК GaP в качестве субмикронного волновода позволяет в значительной мере увеличить направленность вывода фотолюминесценции от MoS₂. Полученная таким образом высокая анизотропия выходящего оптического сигнала дает возможность интегрирования данной гибридной системы в оптические чипы.

В работе методами численного моделирования с помощью метода конечных разностей во временной области (FDTD) в ПО Ansys Lumerical была исследована система со следующей геометрией и параметрами: на слое SiO₂ находится монослой MoS₂ толщиной 0,7 нм, поверх которого расположен ННК GaP. ННК длиной 17 мкм имел неоднородный диаметр, изменяющийся в пределах от 190 до 400 нм. Фотолюминесценция (ФЛ) от MoS₂ была смоделирована



Формальная схема гибридной наноструктуры на основе монослоя MoS₂ и ННК GaP (а); распределение электрического поля фундаментальной моды в поперечном сечении ННК GaP для длины волны 690 нм (б)

на с помощью дипольных источников, спектральный диапазон излучения которых составлял 640–720 нм. Анализ распространения электромагнитных волн внутри ННК GaP продемонстрировал их эффективную локализацию, а также показал направленный вывод излучения через противоположенную торцевую грань (см. рисунок).

Путем Фурье-преобразования затухающих резонансных полей был получен спектр сигнала, прошедшего через резонатор. Таким образом, были получены положения резонансных частот ННК GaP, который выступал в качестве резонатора Фабри — Перо. Чтобы оценить резонансные свойства моделируемой системы, были построены распределения электрического поля на резонансных длинах волн (684, 686 и 689 нм) с наибольшей добротностью порядка 600. Распределения ближних полей демонстрируют образование стоячих волн по всей длине резонатора.

Методами численного моделирования в данной работе была продемонстрирована возможность использования гибридной системы на основе ННК GaP и 2D-слоя MoS₂ как в качестве источника направленного вывода излучения, так и в качестве резонатора.

Список литературы

1. Li H., Pam M. E., Shi Y., Yang H. Y. A review on the research progress of tailoring photoluminescence of monolayer transition metal dichalcogenides // FlatChem. 2017. Vol. 4. P. 48–53.
2. Kuznetsov A., Moiseev E., Abramov A. N., et al. Elastic Gallium Phosphide Nanowire Optical Waveguides — Versatile Subwavelength Platform for Integrated Photonics // Small. 2023. P. 2301660.

УСКОРЕНИЕ МЕТОДА ДИСКРЕТНЫХ ДИПОЛЕЙ ДЛЯ МНОЖЕСТВА ПАДАЮЩИХ ПОЛЕЙ И ПОКАЗАТЕЛЕЙ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

✉ К. Г. Инжеваткин^{1,2}, М. А. Юркин¹

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Институт химической кинетики и горения им. В. В. Воеводского СО РАН, Новосибирск, Россия

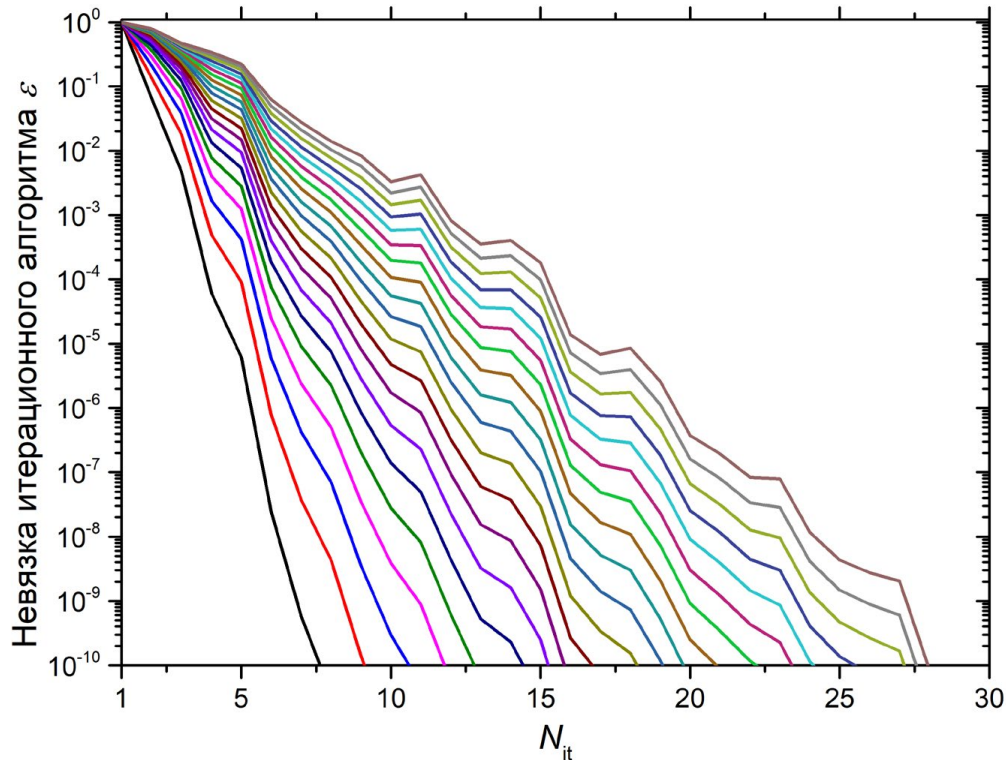
✉ k.inzhevatin@yandex.ru

Для решения прямой задачи светорассеяния широко применяется метод дискретных диполей (МДД). Он позволяет моделировать рассеяние и поглощение света частицами различной формы и внутренней структуры [1, 2]. Суть метода — замена рассеивателя набором диполей (кубики равного объема) с последующим решением системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) для поиска векторов электрического поля внутри частицы. Поскольку число диполей велико, то решение СЛАУ прямыми методами занимает много времени, поэтому применяются итерационные подходы. МДД используется в различных областях науки, от биологии и наночастиц до атмосферных аэрозолей и межзвездной пыли. Важной областью применения являются оптически мягкие частицы, для которых показатель преломления рассеивателя близок к внешней среде $|m - 1| \ll 1$, m — относительный показатель преломления. МДД эффективно работает с такими частицами по сравнению с другими методами. Однако он все еще требует много времени в случае больших частиц и огромных баз данных (вычисления для многих параметров частиц). Для оптимизации вычислений применяются подходы, когда несколько СЛАУ решаются одновременно: блочные методы и метод сопряженных градиентов со сдвигами.

В задачах усреднения параметров рассеяния по ориентациям частицы и при возбуждении точечным источником (с переменным положением) необходимо решать множество СЛАУ с одной и той же матрицей, но разными правыми частями. То есть задачу можно записать в виде: $\mathbf{A}\mathbf{X} = \mathbf{B}$, где $\mathbf{X}, \mathbf{B} \in \mathbb{C}^{n \times s}$. В таких случаях удобно использовать блочные методы, которые позволяют ускорить вычисления за счет обмена информацией о подпространствах Крылова, в которых ищутся решения, для различных СЛАУ. Из тестирования наиболее интересных алгоритмов (BBiCG — стандартный подход, BCGbQ — с начальной ортогонализацией $\mathbf{B}$ и СОСGrQ — с ортогонализацией матрицы $\mathbf{R}$ на каждой итерации) видно, что метод СОСGrQ работает стабильнее и быстрее остальных. Он позволяет ускорить вычисления более чем в 5 раз (при $s > 250$) по сравнению с последовательным решением систем. СОСGrQ дает большее ускорение в случае близких правых частей линейных систем. Однако данный эффект незначительный, и для его увеличения мы применили дефляцию базисных векторов, что положительно повлияло на результаты.

Также мы рассмотрели другой вариант оптимизации вычислений в МДД — метод сопряженных градиентов со сдвигами [3]. Он позволяет решать системы с матрицами вида $\mathbf{A} + \sigma_i \mathbf{I}$ одновременно для многих сдвигов σ_i . На каждой итерации мы находим базисный вектор (одно произведение матрицы на вектор), а затем вычисляем решение сразу для всех σ_i (небольшие дополнительные издержки). В нашем случае это аналогично решению задачи, когда рассеяние происходит на частице с переменным m (σ — функция от m), а сам рассеиватель не меняется.

Первые тесты при дифракционном параметре $\chi = 12$ ($\chi = kR$, k — волновое число, R — эффективный радиус), $m = 1,01 - 1$, шаг — 0,01, показали, что вычислительное время для одной частицы соизмеримо со временем для 20, что показывает большой потенциал для ускорения вычислений в МДД. График сходимости для этого случая представлен на рисунке. Сейчас мы реализуем данный алгоритм в программном пакете ADDA в отдельной ветке [4].



Невязка итерационного метода (в логарифмическом масштабе)
от числа итераций для шара с $\chi = 12$ и $m = 1,01 - 1$, шаг — 0,01.

Здесь m растёт слева направо, т. е. черный график — 1,01, красный — 1,02 и т. д.

Список литературы

1. Draine B.T. The discrete dipole approximation and its application to interstellar graphite grains // *Astrophys. J.* 1988. Vol. 333. P. 848–872.
2. Yurkin M.A., Hoekstra A.G. The discrete dipole approximation: an overview and recent developments // *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer.* 2007. Vol. 106. P. 558–589.
3. Birk S. Deflated shifted block Krylov subspace methods for Hermitian positive definite matrices: Thesis. Bergischen Universität Wuppertal, 2015.
4. URL: https://github.com/inzhevatkin/adda/tree/Shifted_CG.

ИЗМЕРЕНИЕ УДЕЛЬНОЙ ХРОМАТИЧЕСКОЙ ДИСПЕРСИИ ОПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ВОЛОКОННОГО ФЕМТОСЕКУНДНОГО СИНТЕЗАТОРА *

✉ Я. Г. Исаева^{1,2}, А. А. Филонов¹, В. С. Пивцов^{1,2}, Н. А. Коляда^{1,3}

¹Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

³Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

✉ yaroslavaiseva2@gmail.com

Проектирование оптоволоконных систем в значительной степени зависит от характеристик используемых элементов. Одним из важнейших параметров высокоскоростных фотонных устройств является хроматическая дисперсия, которая оказывает значительное влияние на временной профиль импульсного лазерного излучения. Однако производители оптических волокон довольно часто не приводят данный параметр в своих спецификациях. Возможность

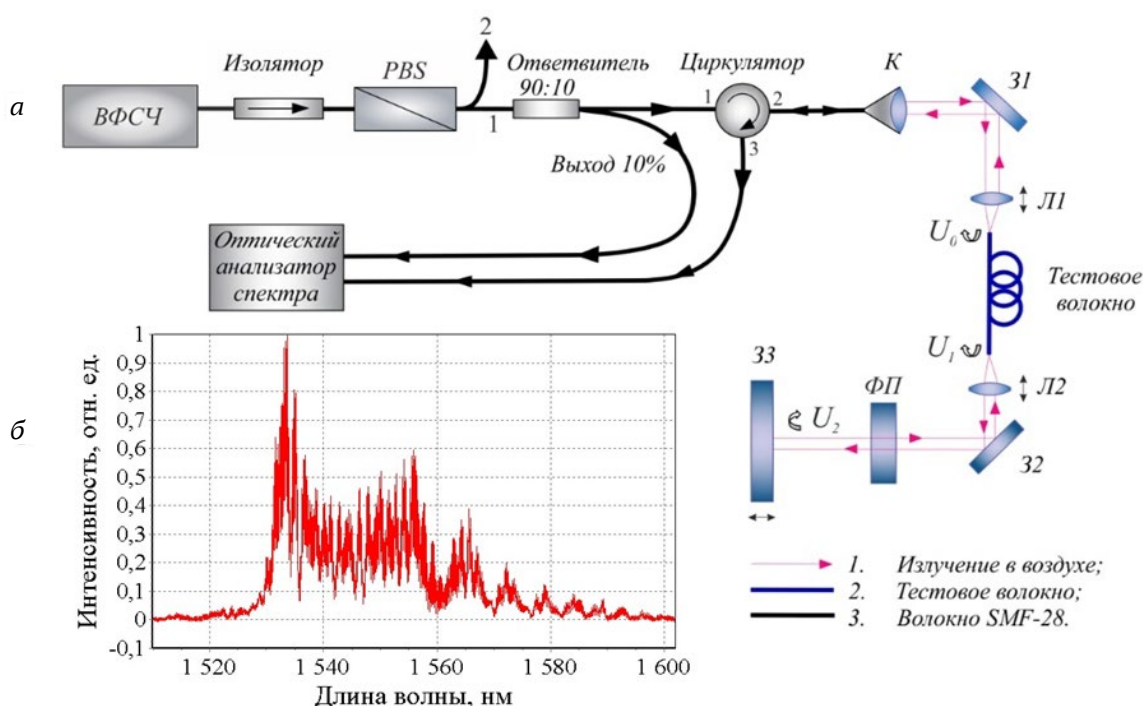


Рис. 1. Схема одноплечевого трехволнового интерферометра (а): ВФСЧ — волоконный фемтосекундный синтезатор частот; волоконный PBS (polarisation beam splitter); тестовое волокно — SMF-28; 31, 32, 33 — плоские зеркала с медным покрытием; оптический спектр на выходе одноплечевого интерферометра (трехволновая интерферограмма). Разрешение 0,05 нм (б)

* Работа выполнена при частичной поддержке государственного задания с регистрационным номером НИОКР 121033100064-9 с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Фемтосекундный лазерный комплекс» на базе ИЛФ СО РАН.

измерения данного параметра является актуальной, а также упростит разработку и реализацию прецизионных оптоволоконных систем, таких как, например, фемтосекундный синтезатор частот.

Для решения поставленной задачи в данной работе реализована схема одноплечевого трехволнового интерферометра [1], в котором в качестве источника излучения использовался волоконный фемтосекундный синтезатор частот (ВФСЧ) [2] (рис. 1). Использовалось излучение на выходе ВФСЧ с шириной спектра 1520–1600 нм. Интерференционная картина, регистрируемая оптическим анализатором спектра, образованная волнами, отраженными от грани волокна (U_0 , U_1) и зеркала ЗЗ (U_2), представлена на рис. 1.

В качестве тестового волокна использовалось одномодовое волокно SMF-28 (single-mode optical fiber), длина которого, как и величина воздушного промежутка между волокном и зеркалом ЗЗ, подбирались исходя из условий образования интерференционной картины. Расчет удельной хроматической дисперсии был произведен в диапазоне длин волн, в котором оптические длины тестируемого волокна и воздушного промежутка совпадали. Изменение сбалансированной длины волны лазерного излучения (длина волны для которой оптические длины тестового волокна и воздушного пути совпадают) производилось при помощи смещения зеркала ЗЗ.

На рис. 2 представлен параметр удельной хроматической дисперсии, полученный в данной работе для оптического волокна SMF-28 в диапазоне длин волн 1530–1555 нм. Среднеквадратичное отклонение параметра удельной хроматической дисперсии составило 0,56 пс/(нм·км), что на порядок лучше стандартных значений (5 пс/(нм·км)).

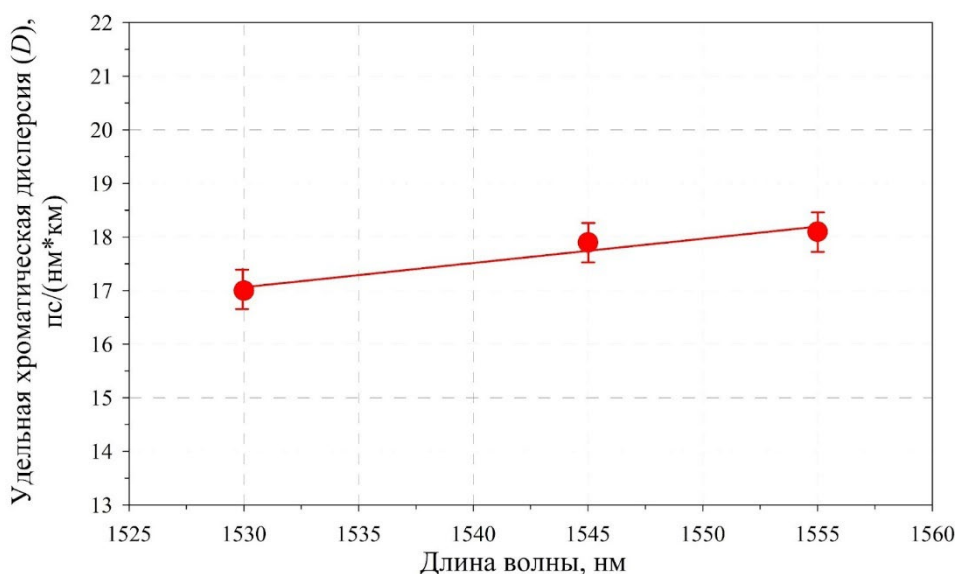


Рис. 2. Спектральная зависимость удельной хроматической дисперсии для тестового волокна SMF-28. Красные точки — значения, рассчитанные по данным, полученным экспериментально. Красная прямая — аппроксимация значений

Список литературы

1. Galle M.A., Waleed M., Qian L., Smith P.W.E. Single-arm three-wave interferometer for measuring dispersion of short lengths of fiber // Opt. Express. 2007. Vol. 15. P. 16896–16908.
2. Koliada N.A., Pivtsov V.S., Kuznetsov S.A. et al. Er: fiber-based femtosecond frequency comb stabilized to an Yb⁺ single-ion optical frequency standard // Laser Phys. Lett. 2022. Vol. 19. P. 015102.

ГАРМОНИЧЕСКАЯ СИНХРОНИЗАЦИЯ МОД В КОЛЬЦЕВОМ ЛАЗЕРЕ С МИКРОВОЛОКОННЫМ РЕЗОНАТОРОМ*

✉ П. А. Итрин, Д. А. Коробко, Д. А. Столяров

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

✉ itrin@mail.ru

Волоконные лазеры зарекомендовали себя как одни из наиболее доступных и удобных для конечного потребителя источников ультракоротких импульсов. С точки зрения простоты изготовления и удобства вывода излучения они представляют собой привлекательную альтернативу полупроводниковым и твердотельным лазерам. Одним из важнейших параметров подобных лазеров является частота следования импульсов (ЧСИ). Достижение волоконными лазерами высоких ЧСИ (> 10 ГГц) позволяет значительно расширить область их приложений, при этом в первую очередь следует выделить их возможное использование как генераторов гребенчатого спектра в задачах оптических телекоммуникаций, микроволновой фотоники, спектроскопии и т. д. [1, 2].

Так как длина резонатора волоконного лазера составляет ~ 10 м, разработка волоконного источника с высокой ЧСИ возможна только в рамках гармонической синхронизации мод (ГСМ), когда лазерный резонатор содержит большое число импульсов, находящихся на равном расстоянии друг от друга. Перспективным вариантом имплементации ГСМ в волоконном лазере является встраивание в резонатор высокодобротного частотного эталона со свободным спектральным параметром (FSR), кратным FSR основного резонатора.

В настоящей работе представлена экспериментальная схема волоконного лазера со встроенным микроволоконным резонатором (рис. 1) и насыщающимся поглотителем на основе углеродных нанотрубок (УНТ), позволяющая получать импульсные последовательности с частотами следования в десятки ГГц. Принципиальным отличием от недавней работы [3] является исключение гибридной синхронизации мод с участием нелинейного вращения поляризации, что улучшает поляризационную устойчивость схемы.

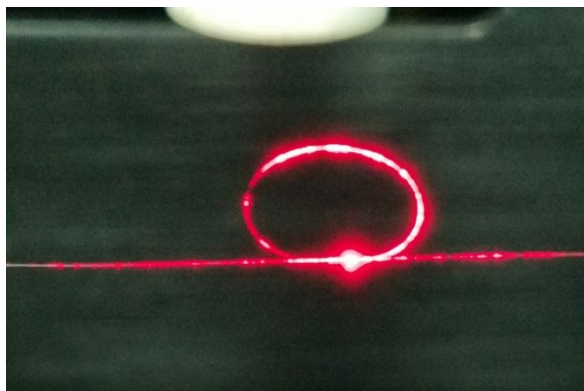


Рис. 1. Фото микроволоконного резонатора

Экспериментально реализована схема волоконного лазера с гармонической синхронизацией мод при помощи встроенного узелкового микроволоконного резонатора, обеспечивающего спектральную фильтрацию на частоте, соответствующей параметру свободной дисперсии (рис. 2).

В отличие от известных волоконных лазеров на основе высокодобротных интегрально-оптических резонаторов, микроволоконный резонатор не способен обеспечить синхронизацию мод посредством четырехволнового смешивания, поэтому необходимым элементом

* Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проекты № 075-15-2021-581, FEUF-2023-0003) и Российским научным фондом (проект № 23-79-30017).

© П. А. Итрин, Д. А. Коробко, Д. А. Столяров, 2023

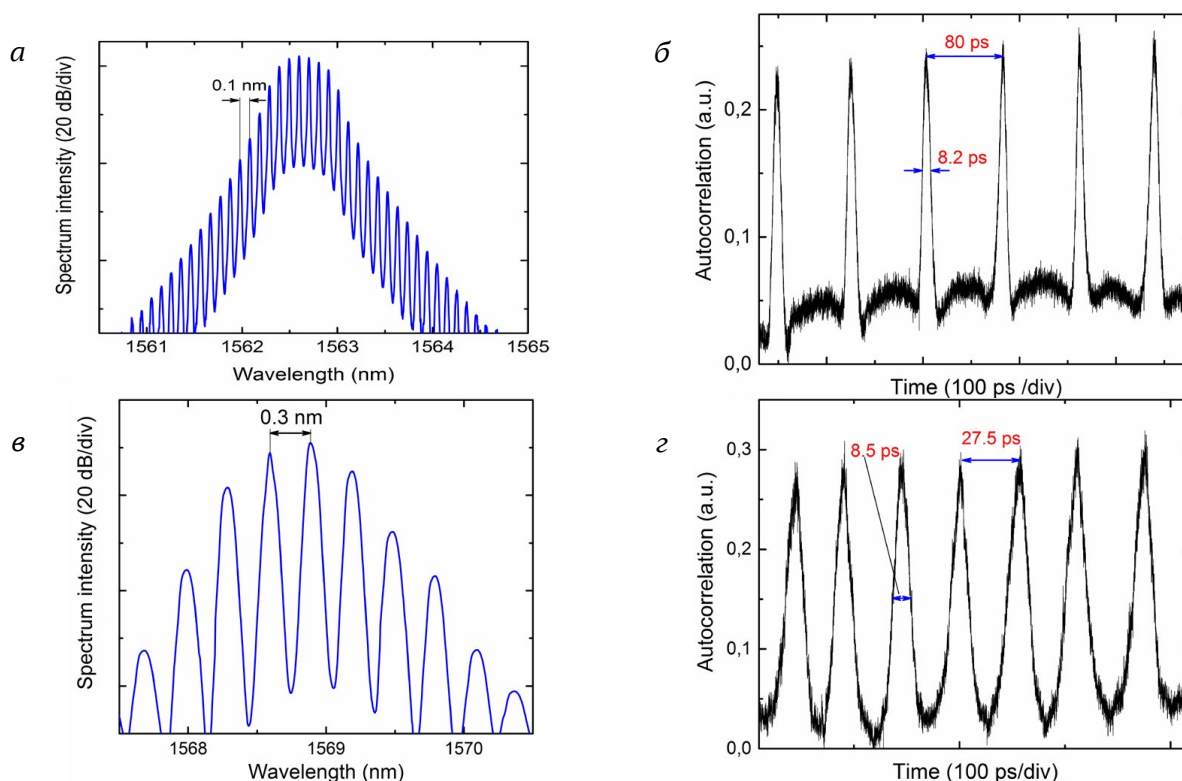


Рис. 2. Оптические спектры (а, б) и автокорреляции (в, г) импульсных последовательностей волоконного лазера со встроенным микроузловым резонатором диаметром 5,5 мм (а, б) и 1,8 мм (в, г)

лазера оказывается насыщающийся поглотитель на основе УНТ. В то же время использование микроволоконного резонатора значительно упрощает изготовление ГСМ-лазеров с частотой следования импульсов в десятки ГГц — значительно более простая микроволоконная технология исключает из конструкции не только высокотехнологичные интегрально-оптические резонаторы, но и сложные системы ввода/вывода излучения и необходимость контроля дисперсии.

Предлагаемый вариант схемы предоставляет эффективный метод разработки технологичных недорогих компактных лазеров со сверхвысокой частотой следования импульсов, не требующей настройки в процессе эксплуатации.

Подобные лазеры с высокой частотой повторения имеют широкое применение во многих областях, включая оптическую связь, лазерную обработку, нелинейную оптику и хранение данных. В частности, существует острая необходимость в разработке сверхбыстрых волоконных лазеров с частотой следования импульсов выше гигагерца, таких как нелинейный биоимиджинг и микроволновая фотоника.

Список литературы

1. Grudinin A. B., Gray S. Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers // J. Opt. Soc. Am. B. 1997. Vol. 14. P. 144–154.
2. Korobko D. A., Fotiadis A. A., Zolotovskii I. O. Mode-locking evolution in ring fiber lasers with tunable repetition rate // Opt. Express. 2017. Vol. 25. P. 21180–21190.
3. Tianqi Wang, Duidui Li, Zhaoyu Ren et al. Ultra-high harmonic mode-locking with a micro-fiber knot resonator and Lyot filter // Opt. Express. 2022. Vol. 30. P. 14770–14781.

РАЗРАБОТКА МЕТОДОВ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ДАННЫХ ОПТОАКУСТИЧЕСКОГО ГАЗОВОГО СЕНСОРА С ПОМОЩЬЮ АЛГОРИТМОВ ВЕЙВЛЕТ-АНАЛИЗА И МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

✉А.Д. Козьмин, А.А. Редюк

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

✉a.kozmin@g.nsu.ru

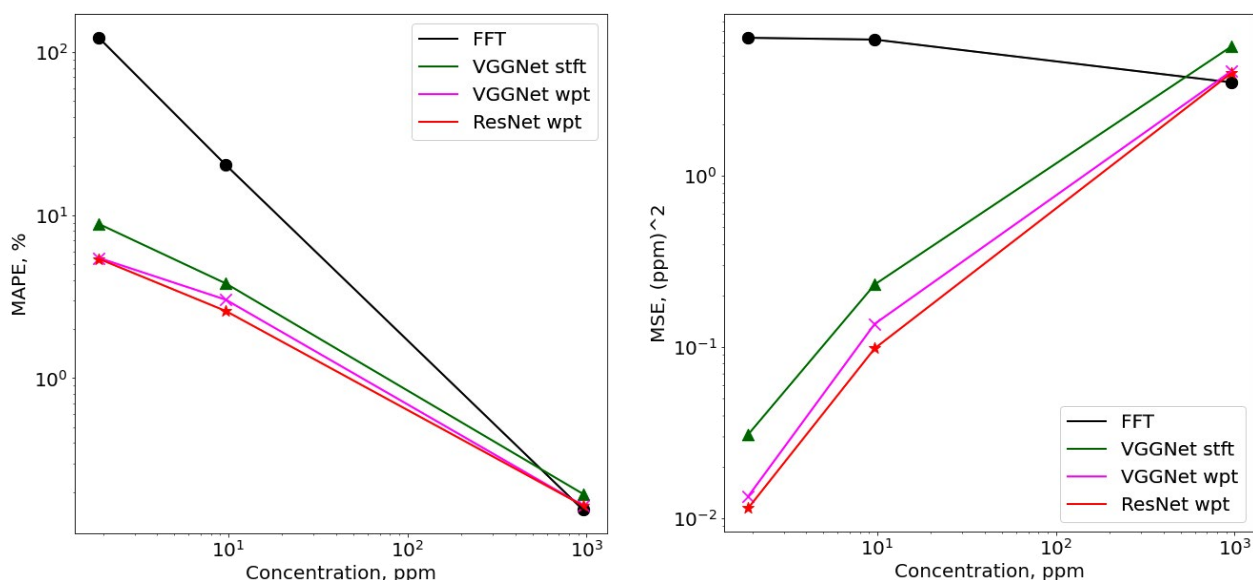
Актуальной и важной задачей является создание новых алгоритмов цифровой обработки выходных сигналов оптических датчиков для эффективного анализа извлекаемых данных и повышения точности интерпретации результатов [1]. В данной работе были предложены новые подходы на основе методов вейвлет-анализа и машинного обучения для повышения точности восстановления концентрации газа метана CH_4 в воздухе по «сырым» данным, снимаемым с оптоакустического газоанализатора, а также улучшения чувствительности такого датчика.

Метан является бесцветным газом без вкуса и запаха, третьим по значимости парниковым газом в атмосфере Земли по его вкладу в парниковый эффект после водяного пара и углекислого газа. Воздействие метана на климат вызвано наличием полос поглощения в инфракрасном спектре, совпадающих с окном прозрачности атмосферы. Кроме того, накапливаясь в закрытых помещениях, в смеси с воздухом метан становится взрывоопасным. С прикладной точки зрения повышенные значения концентрации CH_4 могут служить индикатором наличия нефтегазовых залежей и зон разломов. Известен способ прогноза залежей углеводородов по пробам подпочвенных газов из шпуров, основанный на газогеохимическом анализе на содержание метана и тяжелых углеводородов [2].

В ходе работы были исследованы различные архитектуры сверточных нейронных сетей с целью восстановления концентрации метана CH_4 в камере на основе выходных данных оптоакустического газового сенсора.

Для этого были предложены новые методы цифровой обработки сигналов оптоакустического газоанализатора, основанные на алгоритмах вейвлет-анализа и сверточных нейронных сетях. Предлагаемый подход позволяет с лучшей точностью прогнозировать значения концентрации метана на данных с высоким уровнем шума. Это достигается за счет способности нейронных сетей выделять особенности и закономерности в получаемых данных, а также за счет применения вейвлет-анализа для эффективного извлечения информации из сигналов [3].

Выполнено сравнение эффективности предлагаемого подхода со стандартным методом, основанном на преобразовании Фурье, и показано, что разработанный метод позволяет с лучшей точностью прогнозировать значения концентрации метана на данных с высоким уровнем шума. В частности, архитектура сверточных нейронных сетей ResNet позволила уменьшить среднеквадратичную ошибку определения концентрации метана в 1,9 ppm до уровня в 0,011 ppm² на данных с шумом, при этом стандартный подход на основе Фурье-преобразования демонстрирует ошибку 6,401 ppm². Для концентрации метана в 9,7 ppm среднеквадратичная ошибка уменьшилась до значения 0,098 ppm² против 653 ppm² для стандартного подхода. На рисунке представлены два графика для среднеквадратичной ошибки (MSE) и абсолютной процентной ошибки (MAPE) в зависимости от анализируемой концентрации метана.



Сравнение подходов VGG архитектуры (фиолетовая линия) и ResNet архитектуры (красная линия) с использованием вейвлет-пакетной декомпозиции (WPT). Черная линия — базовый Фурье-подход, зеленая — VGG архитектура с оконным Фурье-преобразованием (STFT). На левом графике по вертикали метрика MSE, на правом — MAPE. По горизонтали концентрация метана в ppm

Остаточная нейронная сеть ResNet-архитектуры, принимающая в качестве входных данных вейвлет-пакетную декомпозицию, продемонстрировала наилучшую точность восстановления концентрации. Достигнутые результаты позволяют улучшить качество восстановления низких концентраций метана, а также использовать более дешевые и простые устройства приема звукового сигнала. Это позволит удешевить стоимость оптоакустического газоанализатора.

Список литературы

1. Sherstov I. V., Vasiliev V. A. Highly sensitive Laser Photo-Acoustic SF6 Gas Analyzer with 10 decades dynamic range of concentration measurement // Infrared Physics and Technology. 2021. December. Vol. 119(1). P. 103922.
2. Обжиров А. А. Патент «Способ прогноза залежей углеводородов». 2009. Бюл. № 17. RU2359 290 C1.
3. Астафьева Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // УФН. Т. 166. № 11. С. 1145–1170; Phys. Usp. 1996. Vol. 39. № 11. P. 1085–1108.

РАЗРАБОТКА ПРИЕМНОЙ СИСТЕМЫ ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ПРИБОРА, СОВМЕЩАЮЩЕГО МЕТОДЫ МАЛОУГЛОВОГО РАССЕЯНИЯ И СПЕКТРАЛЬНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ *

✉ И. Е. Конюхов, С. С. Титов

Институт проблем химико-энергетических технологий СО РАН, Бийск, Россия

✉ ilyakon008@gmail.com

Аэрозольные среды в большом количестве встречаются как в природе, так и в производственных процессах, где они создаются для решения технологической задачи либо являются побочным результатом работы оборудования. Для оценки степени влияния аэрозолей на человека и окружающую среду, а также определения технологических параметров и особенностей взаимодействия с объектами и материалами необходимо оборудование для измерения размера и концентрации образующих их частиц [1]. С учетом этого создание бесконтактных методов определения характеристик дисперсных сред является актуальной задачей.

Из-за того, что большинство оптических методов позволяют определять размеры частиц лишь в узком диапазоне, было решено объединить метод малоуглового рассеяния и метод спектральной прозрачности, чтобы получать в каждом единичном измерении информацию о частицах размером от 30 нм до 100 мкм. Это позволит работать практически со всеми возможными дисперсными средами.

На основе модифицированного метода малоуглового рассеяния была создана установка ЛИД-2М [2], способная определять параметры аэрозольной среды, содержащей частицы в диапазоне размеров 1–100 мкм. На основе модифицированного метода спектральной прозрачности была создана установка ТИПАС-1 [3], которая регистрирует частицы размером от 30 нм до 6 мкм.

На рис. 1 представлена схема лабораторного макета проектируемой измерительной установки. Используется два лазера с длиной волны 405 нм и 658 нм. Управлять зондирующим излучением предполагается с помощью поочередного включения используемых лазеров. В результате в каждый момент времени через исследуемую среду будет проходить зондирующее излучение лишь одной длины волны, для которого одновременно регистрируется как рассеяние, так и ослабление.

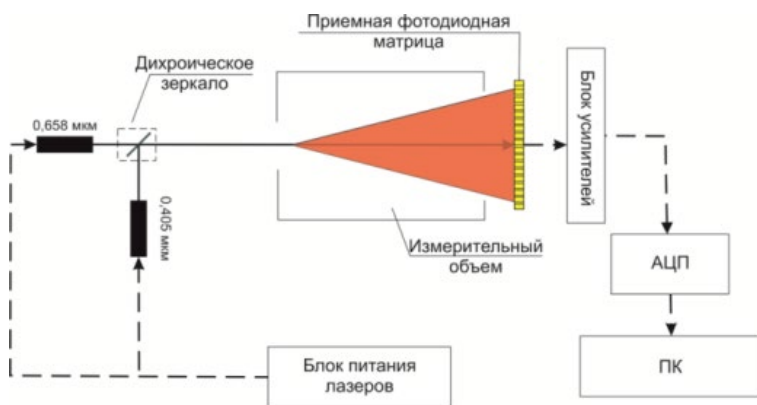


Рис. 1. Схема лабораторного макета измерительной установки

* Работа выполнена в рамках базового бюджетного проекта «Энергонасыщенные материалы: разработка, создание и применение» при использовании приборной базы Бийского регионального центра коллективного пользования СО РАН (ИПХЭТ СО РАН, г. Бийск).

© И. Е. Конюхов, С. С. Титов, 2023

С помощью дихроического зеркала будет реализовываться условие, при котором оптический путь в исследуемой среде для разных длин волн будет одинаковым.

На рис. 2 показаны варианты расположения фоточувствительных элементов приемной системы зондирующего излучения. На рис. 2, а показан вариант, в котором используется два типа фотодиодных матриц. В середине расположена матрица фотодиодов 8×8 , их фоточувствительная область равна $2,5 \times 2,5$ мм. По периферии расположены матрицы из 16 элементов, их фоточувствительная область равна $0,7 \times 2,0$ мм. На рис. 2, б показан вариант, в котором используется только один тип фотодиодов. Его чувствительная область $2,5 \times 2,5$ мм. На рис. 2, в показан вариант, в котором используется одинарный фотодиод и фотодиодная матрица. В середине расположены фотодиоды одинарные, а по бокам находятся матрицы из 16 элементов. Между матрицами находятся одинарные фотодиоды. Их фоточувствительная область равна $2,5 \times 2,5$ мм.

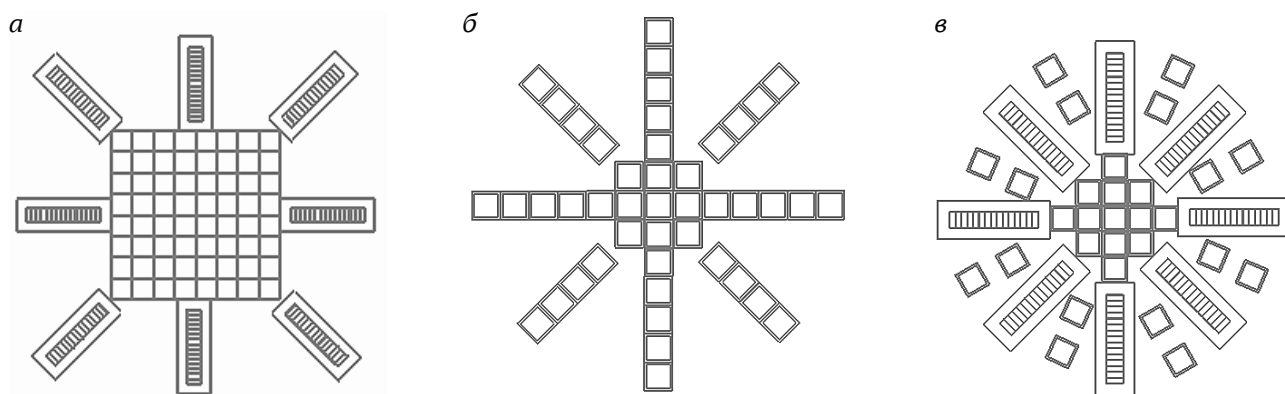


Рис. 2. Варианты расположения фоточувствительных элементов в приемной системе зондирующего излучения

В результате были предложены варианты приемной системы зондирующего излучения, поверх которой будет располагаться маска, состоящая из непрозрачной пленки. Она будет перекрывать часть фоточувствительной области фотодиодов, тем самым увеличивая разрешающую способность приемной системы по углам, что позволит точнее определять размеры частиц, а дублирование сигнала для одних и тех же углов в разных радиальных направлениях увеличит чувствительность реализуемых методов. Фотодиоды располагаются вплотную для минимизации слепой зоны с целью исключения пропусков по углам регистрации рассеянного излучения и уменьшения шага изменения этих углов. Для реализации такой схемы были выбраны фотодиодные матрицы и фотодиоды с большой фоточувствительной областью.

Список литературы

1. Arkhipov V.A., Usanina A. S. Movement of aerosol particles in a stream: textbook. stipend. Tomsk: Publishing House of Tomsk State University, 2013. 92 p.
2. Akhmadeev I.R. Method and high-speed laser installation for the study of the genesis of technogenic aerosol by beam scattering in a controlled volume [text]: dis. candidate of Technical Sciences: 01.04.01 protected 26.06.2008. Biysk, 2008. 86 p.
3. Titov S. S. Turbidimetric highly selective method and high-speed measuring complex for determining the parameters of non-stationary multiphase media [text]: dis. candidate of Technical Sciences: 01.04.01 protected 08.12.2011. Biysk, 2011. 153 p.

СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В РЯДУ НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛОВ $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$ ПРИ ВАРЬИРОВАНИИ СОСТАВА*

✉ К. Е. Коржнева^{1,2}, С. И. Лобанов^{1,2}, С. А. Громилов^{1,3}, Л. И. Исаенко^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия

³ Институт неорганической химии им. А. В. Николаева СО РАН, Новосибирск, Россия

✉ ksenia_korzhneva@mail.ru

Тройные и четверные халькогениды являются одними из наиболее благоприятных кандидатов на роль инфракрасных нелинейно-оптических (ИК-НЛО) материалов. Благодаря разнообразию структур при полном и частичном замещении атомов можно создать кристаллы, характеризующиеся совокупностью оптимальных характеристик для эффективного преобразования частоты лазерного излучения в среднем ИК-диапазоне. Можно достичь баланса между высокой нелинейной восприимчивостью и лучевой стойкостью и при этом реализовать достаточный коэффициент двулучепреломления, обеспечивающий широкий спектральный диапазон преобразований. В соединениях $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$ катион серебра, как правило, образует стабильные ковалентные связи с S и Se, что способствует получению больших NLO-откликов. Щелочные металлы с S и Se, напротив, образуют в основном ионные связи, которые вносят незначительный вклад в генерацию второй гармоники, но влияют на пространственное расположение фрагментов в структуре, определенным образом меняя свойства кристаллов. Катионы In, как правило, образуют тетраэдры с S и Se и вносят значительный вклад в NLO-свойства соединений.

Целью работы было определить структурные искажения в ряду твердых растворов $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$, где x (содержание Li) меняется от 0 до 1.

В системе $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$ существует два исходных соединения LiInSe_2 ($\text{Pna}2_1$), AgInSe_2 (I-42d), и два твердых раствора $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$ ($x = 0, 0,7$, I-42d), $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$ ($x = 0,55, 0,78, 0,81$, $\text{Pna}2_1$). Параметры и объем элементарной решетки незначительно уменьшаются от AgInSe_2 до $\text{Li}_{0,37}\text{Ag}_{0,63}\text{InSe}_2$ для тетрагонального ряда и более существенно от $\text{Li}_{0,55}\text{Ag}_{0,65}\text{InSe}_2$ до LiInSe_2 для ромбического ряда.

Все структуры сложены тетраэдрами $\text{Li}(\text{Ag})\text{Se}_4$ и InSe_4 , которые направлены вершинами по оси c и имеют упорядоченное положение. Сравнение структур AgInSe_2 с $\text{Li}_{0,2}\text{Ag}_{0,8}\text{InSe}_2$ и LiInSe_2 с $\text{Li}_{0,81}\text{Ag}_{0,19}\text{InSe}_2$ показало, что положения атомов и, соответственно, положения тетраэдров в их решетках различаются. Причиной различий является то, что эти структуры инвертированы по отношению друг к другу (энантиомеры). По мере увеличения содержания Li от чистого AgInSe_2 до LiInSe_2 происходит уменьшение размеров тетраэдров $\text{Li}(\text{Ag})\text{Se}_4$. При этом размер тетраэдров InSe_4 изменяется незначительно.

На рис. 1 изображена зависимость угла $\text{Li}(\text{Ag})\text{-Se-In}$ от содержания Li в тетрагональной ($0 \leq x \leq 0,7$) и ромбической ($0,55 \leq x \leq 1$) структурах. В первой структуре (I-42d) наблюдается только одно положение атома Se, во второй ($\text{Pna}2_1$) — обнаружено два разных положения атома

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 19-12-00085-Р) и частично выполнена по государственному заданию ИГМ СО РАН.

© К. Е. Коржнева, С. И. Лобанов, С. А. Громилов, Л. И. Исаенко, 2023

Se. По мере увеличения содержания Li от 0 до 07 в структуре тетрагональной фазы происходит незначительно увеличение угла Li(Ag)-Se-In и малое уменьшение длины связи Ag(Li)-In. В ромбическом ряду, напротив, по мере увеличения Li от 0,55 до 1 происходит увеличение угла Li(Ag)-Se₁-In и уменьшение угла Li(Ag)-Se₂-In, при этом длина связи Li(Ag)-In (через Se₁) увеличивается, а длина связи Li(Ag)-In (через Se₂) уменьшается.

Для тетрагонального твердого раствора можно представить отношение длин связей In(Ga)-Se(S) к Ag(Li)-Se(S) как ω ($\omega = d(\text{In(Ga)-Se(S)}/d(\text{Li(Ag)-Se(S)})$). В этом случае структурные данные могут быть представлены в виде зависимости $2a/c$ от ω . На рис. 2 показано сравнение данных для $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaS}_2$ [1], $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$ [2] и $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$. Таким образом, структурные искажения более выражены для $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$, чем для $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaS}_2$ и $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$. Эти данные могут объяснить ограниченную область кристаллизации тетрагональной структуры $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$ по сравнению с $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$.

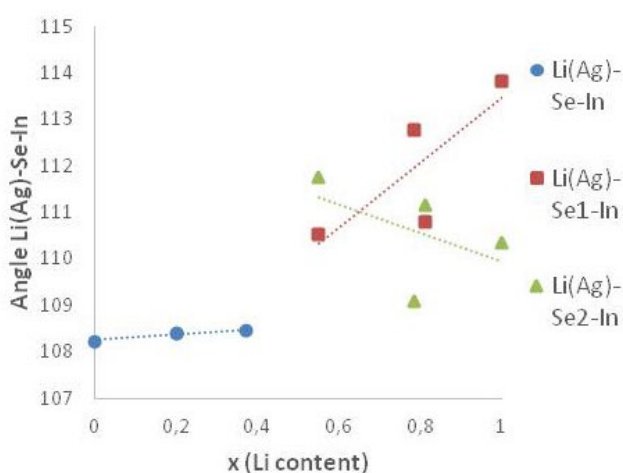


Рис. 1. Угол Li(Ag)-Se-In в зависимости от содержания Li для тетрагональных (синие точки) и ромбических (красные квадраты и зеленые треугольники) твердых растворов

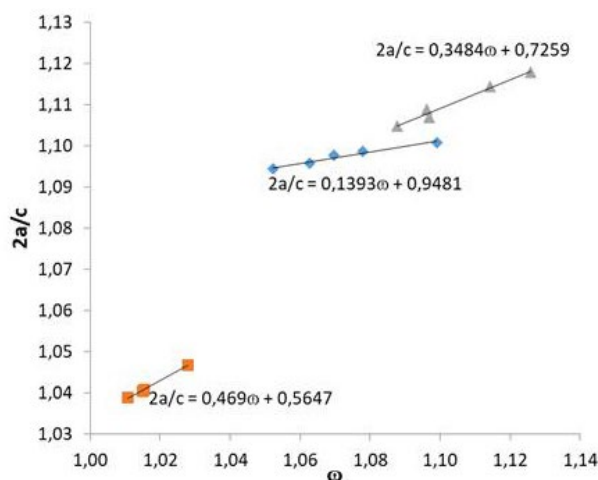


Рис. 2. Зависимость $2a/c$ от ω для $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$ [1, синие ромбы], $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaS}_2$ [2, серые треугольники] и $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$ при увеличении содержания Li (тетрагональная структура, красные квадраты)

В данной работе исследован ряд твердых растворов $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$, в которых содержание x варьируется от 0 до 1. По сравнению с другими халькогенидами, такими как $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaS}_2$ и $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$, структурные искажения в $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$ гораздо более заметны. Это может объяснить ограниченную область кристаллизации тетрагональной структуры $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$. В ряду $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$ определен состав $x = 0,78$ с максимальным искажением структуры. Его можно рассматривать как потенциально перспективный нелинейный материал для ИК-диапазона.

Список литературы

1. Isaenko L., Dong L., Kurus A. et al. $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{GaSe}_2$: Interplay Between Lithium and Silver in Mid-Infrared Nonlinear Optical Chalcogenides // Adv. Optical Mater. 2022. P. 2201727.
2. Zhou W. F., Yao W. D., Zhang Q. et al. Introduction of Li into Ag-Based Noncentrosymmetric Sulfides for High-Performance Infrared Nonlinear Optical Materials // Inorg. Chem. 2021. Vol. 60. P. 5198–5205.

ПОЛНОСТЬЮ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ МЕТАПОВЕРХНОСТИ В ГИБРИДНОМ АНАПОЛЬНОМ РЕЖИМЕ С КВАЗИ-ССК*

✉ А. В. Кузнецов, А. С. Шалин

Московский физико-технический институт (МФТИ), Долгопрудный, Россия

✉ alexey.kuznetsov98@gmail.com

Использование полностью диэлектрической нанофотоники позволяет расширить возможности в разработке передовых устройств нового поколения, которые превосходят существующие аналоги по эффективности и компактности, открывая новые перспективы [1–3]. Особый интерес вызывают разнообразные формы нанорассеивателей, чья нестандартная геометрия позволяет достичь новых эффектов, в частности за счет нарушения симметрии объекта. Это открывает возможности для получения ряда новых полезных эффектов в области нанофотоники [4]. Благодаря использованию таких нанорассеивателей можно создавать метаповерхности, способные управлять светом на наноуровне. Одним из таких применений является использование квази-связанных состояний в континууме (квази-ССК), с помощью которых удастся получить высокодобротные резонансы в различных фотонных структурах. Это открывает новые возможности для разработки эффективных оптических систем и устройств с расширенным функционалом [5].

Мультипольное разложение широко используется для описания оптических свойств нанорассеивателей. Оно позволяет получать различные эффекты путем комбинирования мультиполей [6]. Например, гибридный анапольный режим обладает возможностью управлять фазой проходящего через метаповерхность излучения, при этом сохраняя единичную пропускаемость структуры и не накладывая ограничений на положение метаатомов и материал подложки. Такие комбинации мультиполей открывают новые перспективы для создания высокоэффективных оптических устройств и систем с расширенными функциональными возможностями [7, 8].

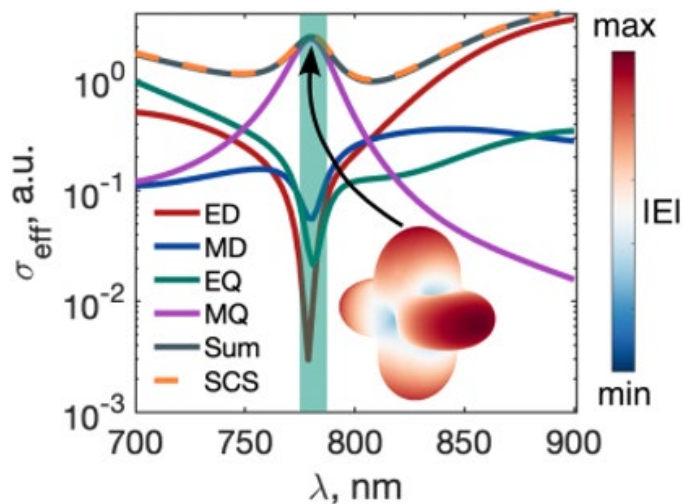
В данной работе мы демонстрируем возможность получения высокодобротного квази-ССК на магнитном квадруполье с использованием кремниевых наночастиц в форме усеченного конуса, где квадрупольный резонанс находится на частоте, совпадающей с гибридным анапольным режимом. Остальные мультипольные вклады на данной частоте пренебрежимо малы (см. рисунок).

Благодаря такому уникальному сочетанию нескольких эффектов можно создать высокодобротные метаповерхности, оптические свойства которых чувствительны к изменению показателя преломления окружающей среды. Например, спектр пропускания на частоте квази-ССК в гибридном анаполе имеет резонансный минимум, который при изменении показателя преломления окружающей среды сдвигается по частоте, что открывает возможности для разработки сверхтонких и чувствительных оптических сенсоров, способных определять изменение показателя преломления среды.

* Авторы выражают благодарность Министерству науки и высшего образования Российской Федерации за финансовую поддержку (договор № 075-15-2022-1150). Исследование гибридных анапольных режимов частично поддержано РНФ (грант № 21-12-00151).

© А. В. Кузнецов, А. С. Шалин, 2023

Таким образом, в данной работе был обнаружен уникальный режим рассеяния, комбинирующий высокодобротный квази-ССК и гибридный анаполь на одной длине волны, исследован модовый и мультипольный состав такого нанорезонатора. Метаповерхности, состоящие из частиц в описанном режиме, имеют чистый магнитный квадрупольный отклик. Была исследована зависимость пропускания такой метаповерхности от расстояния между метаатомами и найдена оптимальная конфигурация положения метаатомов для получения магнитного квадрупольного отклика. Такие метаповерхности могут быть использованы для создания сверхкомпактных сенсоров, наномантенн или различных нелинейных эффектов.



Общее сечение рассеяния и мультипольная декомпозиция для кремниевой наночастицы в форме усеченного наноконуса. На вставке показано дальнее поле для частицы, рассчитанное численно на длине волны гибридного анапольного состояния с магнитным квадрупольным резонансом

Список литературы

1. Shamkhi H. K., Sayanskiy A., Canós Valero A. et al. Transparency and perfect absorption of all-dielectric resonant metasurfaces governed by the transverse Kerker effect // *Phys. Rev. Mater.* 2019. Vol. 3. P. 1–10.
2. Novitsky D. V., Karabchevsky A., Lavrinenko A. V. et al. PT symmetry breaking in multilayers with resonant loss and gain locks light propagation direction // *Phys Rev B*. 2018. Vol. 98. P. 125102.
3. Kostina N. A., Kislov D. A., Ivinskaya A. N. et al. Nanoscale Tunable Optical Binding Mediated by Hyperbolic Metamaterials // *ACS Photonics*. 2020. Vol. 7. P. 425–433.
4. Kuznetsov A. V., Canós Valero A., Shamkhi H. K. et al. Special scattering regimes for conical all-dielectric nanoparticles // *Sci. rep.* 2022. Vol. 12. P. 21904.
5. Rybin M. V., Koshelev K. L., Sadrieva Z. F. et al. High-Q Supercavity Modes in Subwavelength Dielectric Resonators // *Phys. Rev. Lett.* 2017. Vol. 119. P. 243901.
6. Terekhov P. D., Evlyukhin A.B., Redka D. et al. Magnetic Octupole Response of Dielectric Quadrumers // *Laser Photon. Rev.* 2020. Vol. 14. P. 1900331.
7. Canós Valero A., Gurvitz E.A., Benimetskiy F.A. et al. Theory, Observation, and Ultrafast Response of the Hybrid Anapole Regime in Light Scattering // *Laser Photon. Rev.* 2021. Vol. 15. P. 2100114.
8. Kuznetsov A. V., Canós Valero A., Tarkhov M. et al. Transparent hybrid anapole metasurfaces with negligible electromagnetic coupling for phase engineering // *Nanophotonics*. 2021. Vol. 10. P. 4385–4398.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЕЛИЧИНЫ ПОРОГА ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ НЕЛИНЕЙНЫХ КРИСТАЛЛОВ LiGaS_2 , LiGaSe_2 , BaGa_4Se_7 ОТ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА ВОЗДЕЙСТВИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ*

✉ А. Курусь^{1,2}, И. Зайцева³, Д. Самошкин⁴, А. Голошумова^{1,2},
К. Горбаченя⁵, А. Лазарчук⁵, В. Кисель⁵, Л. Исаенко^{1,2}

¹Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева СО РАН, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

³Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

⁴Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Россия

⁵Белорусский национальный технический университет, Минск, Беларусь

✉ kurusaf@igm.nsc.ru

Теплопроводность является одной из важнейших характеристик нелинейно-оптических кристаллов. Однако зачастую этот параметр даже не фигурирует при их характеризации. Особенно сильное влияние теплопроводность оказывает на порог оптической стойкости нелинейной среды, работающей в составе мощных лазерных системах в пико- и фемтосекундном режиме излучения. Вот почему изучение влияния теплопроводности нелинейной среды на ее оптическую стойкость является актуальной задачей, позволяющей открыть потенциально новые возможности использования уже

известных кристаллов.

В рамках исследования выращивались модифицированным низкоградиентным методом Бриджмена кристаллы LiGaS_2 , LiGaSe_2 , BaGa_4Se_7 (LGS, LGSe, BGSe соответственно) высокого оптического качества [1]. Изготовлены оптические элементы из этих кристаллов для исследования теплопроводности, теплоемкости и порога оптической стойкости в разных режимах длительности импульса лазерного излучения.

Определено изменение значения коэффициентов теплопроводности в диапазоне температур от комнатной до 700 К, которые составили:

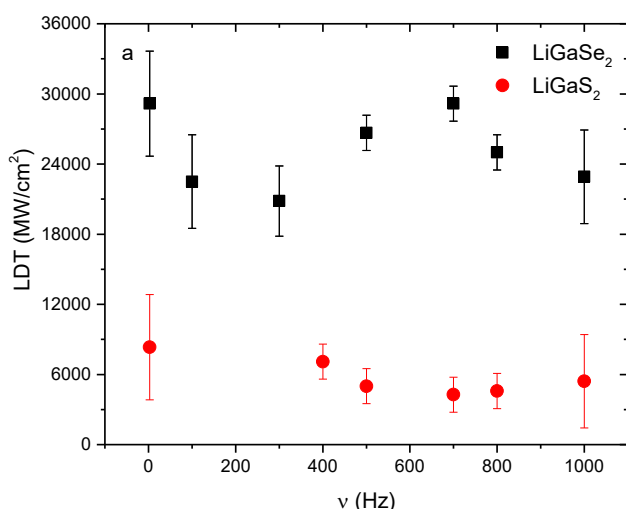


Рис. 1. Экспериментальные значения порогов оптического пробоя для кристаллов LiGaS_2 и LiGaSe_2 , измеренные с при а) $\tau = 0,6$ нс; б) $\tau = 6$ нс

* Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-52-04006\21. Исследования оптического пробоя в пико- и фемтосекундном режиме выполнены при финансовой поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (проект № Ф21РМ-129).

© А. Курусь, И. Зайцева, Д. Самошкин, А. Голошумова, К. Горбаченя, А. Лазарчук, В. Кисель, Л. Исаенко, 2023

от 9 до 3 Вт/м*К для кристалла LGS, от 2,4 до 6 Вт/м*К для кристалла LGSe и от 0,6 до 0,44 Вт/м К для BGSe.

Измерен порог оптической стойкости для кристаллов LiGaS₂, LiGaSe₂ в нано-, пико- и фемтосекундном режиме излучения (рис. 1, 2). Показано, что у кристалла LiGaS₂, обладающего очень высокой теплопроводностью по сравнению с LGSe и особенно BGSe, сильно возрастает порог оптической стойкости при работе в пико- и фемтосекундном режиме, что открывает возможности по его применению в мощных широкоперестраиваемых оптических системах и является редкостью для кристаллов тройных халькогенидов. Таким образом, подтверждается, что при работе с нелинейными оптическими элементами в пико- и фемтосекундных режимах облучения значительный вклад в порог его оптической стойкости вкладывает теплопроводность.

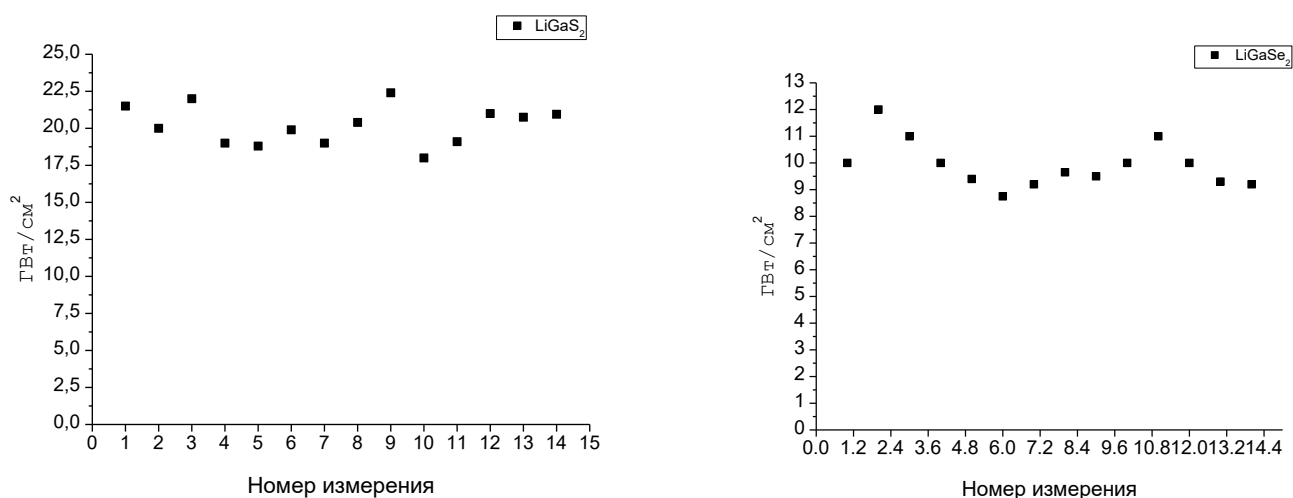


Рис. 2. Экспериментальные значения оптического пробоя для кристаллов LiGaS₂ (слева) и LiGaSe₂ (справа) при фемтосекундном режиме облучения

Список литературы

1. Kurus A., Lobanov S., Grazhdannikov S. et al. LiGaS₂ crystal growth under low temperature gradient conditions by the modified Bridgman method // Materials Science and Engineering: B. 2020. Vol. 262. P. 114715.

ЭРБИЕВЫЙ ВОЛОКОННЫЙ ЛАЗЕР, РАБОТАЮЩИЙ В РЕЖИМЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ УСИЛЕНИЯ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1591 НМ

А. Р. Макеева^{1,2}, ✉С. А. Филатова¹, В. А. Камынин¹, В. Б. Цветков¹

¹Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

²Российский университет дружбы народов РУДН,

Институт физических исследований и технологий, Москва, Россия

✉ filatova@kapella.gpi.ru

Эрбиевые (Er^{3+}) волоконные лазеры стали универсальным инструментом для многих приложений, например в телекоммуникационных системах, сверхбыстрой спектроскопии, прецизионной метрологии, конфокальной микроскопии и т. д. [1]. Сочетание большого разнообразия волоконно-оптических компонентов и относительно широкополосного спектра излучения Er -волокна способствует реализации различных конфигураций и режимов работы Er -волоконных лазеров. Одним из наиболее простых методов получения относительно длинных импульсов (порядка микро- или наносекунд) является метод переключения усиления (*gain-switch*) в волоконных лазерах [2].

В данной работе были исследованы характеристики полностью волоконного Er -лазера, работающего в режиме переключения усиления на длине волны 1591 нм, с возможностью управления переключением усиления.

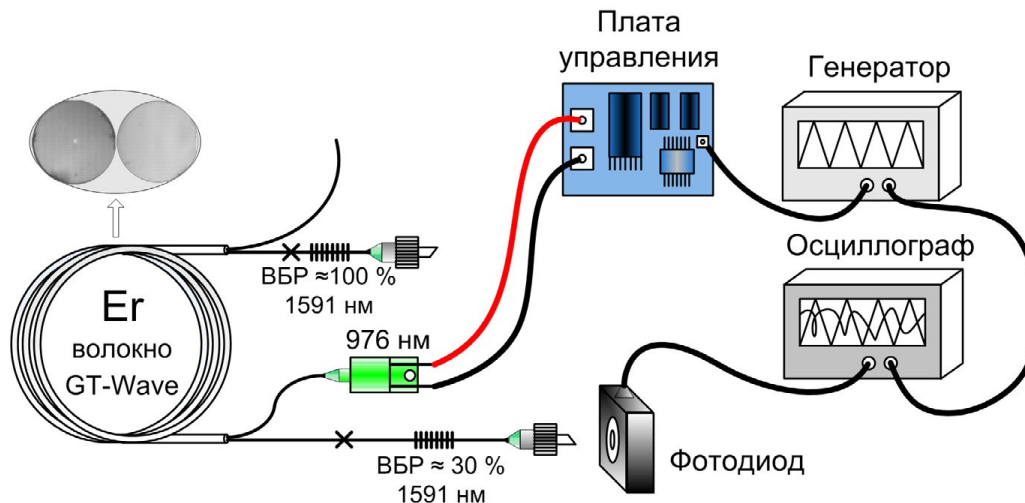


Рис. 1. Схема экспериментальной установки Er -волоконного лазера, работающего в режиме переключения усиления на длине волны 1591 нм

На рис. 1 представлена схема экспериментальной установки Er -волоконного лазера, работающего в режиме переключения усиления на длине волны 1591 нм. В качестве накачки использовался полупроводниковый лазерный диод с волоконным выходом, длиной волны излучения 976 нм и выходной мощностью до 27 Вт. В качестве активной среды использовалось

оптическое GTWave волокно с многоэлементной оболочкой, легированное ионами Er (вставка слева на рис. 1). Резонатор лазера был образован двумя волоконными брэгговскими решетками (ВБР), выполняющими функцию глухого и выходного зеркал с коэффициентами отражения $\approx 100\%$ и $\approx 30\%$ соответственно. Максимумы отражения ВБР соответствовали длине волны 1591 нм. Для реализации режима переключения усиления лазерный диод накачки был подключен к плате управления в связке с генератором, с помощью которого происходило управление параметрами модуляции тока лазерного диода (форма импульса, частота, амплитуда, длительность импульса).

На рис. 2, а представлен спектр излучения Er-лазера. Длина волны генерации λ_c соответствовала максимумам отражения ВБР и составила 1591 нм, а ширина спектра на полувысоте $\Delta\lambda$ не превышала 0,5 нм. Частота следования варьировалась от 0,1 до 50 кГц. На рис. 2, б представлены полученные на выходе Er-лазера осциллограммы отдельного импульса и последовательности импульсов, следующих с заданной частотой 20 кГц. В данном случае ширина импульса на полувысоте составила $\tau \approx 1$ мкс, а энергия 11,5 мкДж.

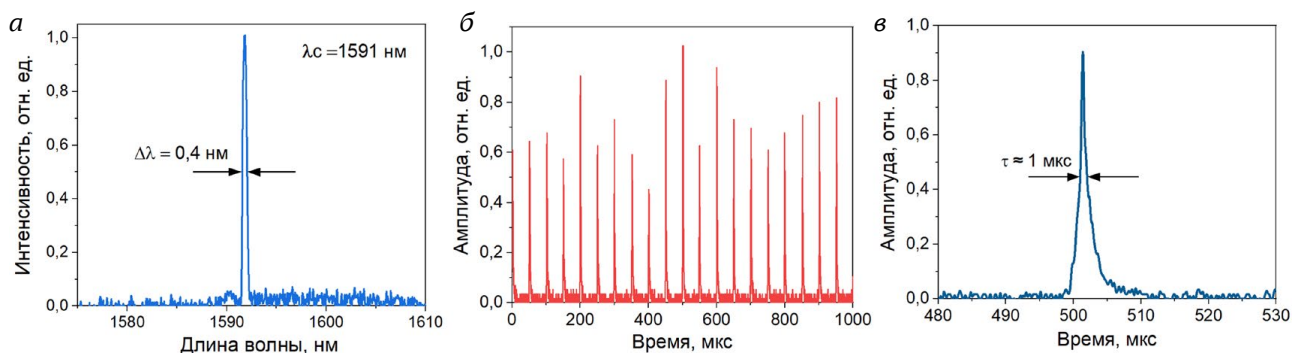


Рис. 2. Спектр излучения Er-лазера (а), осциллограммы последовательности импульсов (б) и отдельного импульса (в), следующих с частотой 20 кГц на рис убрать скобки

В работе была реализована и исследована простая схема Er-волоконного лазера, работающего в режиме переключения усиления на длине волны 1591 нм. Режим переключения усиления был реализован за счет модуляции полупроводникового диода накачки. Были исследованы параметры излучения Er-лазера в зависимости от параметров модуляции диода накачки.

Список литературы

1. Brida D., Krauss G., Sell A., Leitenstorfer A. Ultrabroadband Er: fiber lasers // Laser Photonics Rev. 2014. Vol. 8(3). P. 409–428.
2. Yang J., Tang Y., Xu J. Development and applications of gain-switched fiber lasers // Photon. Res. 2013. Vol. 1(1). P. 52–57.

BaGa₂GeSe₆ — НЕЛИНЕЙНЫЙ КРИСТАЛЛ ДЛЯ РАБОТЫ В СРЕДНЕМ ИК-ДИАПАЗОНЕ. ПОЛУЧЕНИЕ И ПРИЛОЖЕНИЯ*

✉ А. Манучарян, А. Курусь, П. Криницын, Л. Исаенко

*Институт геологии и минералогии им. В. С. Соболева, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

✉ artik200036@gmail.com

Одним из направлений исследования нелинейно-оптических (NLO) кристаллов является поиск новых материалов для генерации второй гармоники лазерного излучения в среднем ИК-диапазоне. Особенно сложно найти нелинейно-оптический кристалл, сочетающий одновременно высокие нелинейно-оптические коэффициенты и высокий порог лазерной прочности. За последние несколько десятилетий такие коммерчески доступные материалы, как ZnGeP₂ [1] (1,8 эВ) и AgGaSe₂ [2] (1,83 эВ) стали повсеместно использоваться в широко перестраиваемых лазерных системах для задач мониторинга окружающей среды, научного приборостроения и медицины. Однако они не обладают достаточно высоким порогом лучевой стойкости, в том числе из-за узкой запрещенной зоны. Исследуемый в настоящей работе кристалл BaGa₂GeSe₆ [3] обладает более высоким показателем ширины запрещенной зоны (24 эВ), что делает его гораздо более перспективным материалом.

В рамках исследования проведен поиск оптимальных условий синтеза поликристаллической шихты BaGa₂GeSe₆ из различных комбинаций бинарных компонентов (см. рисунок).

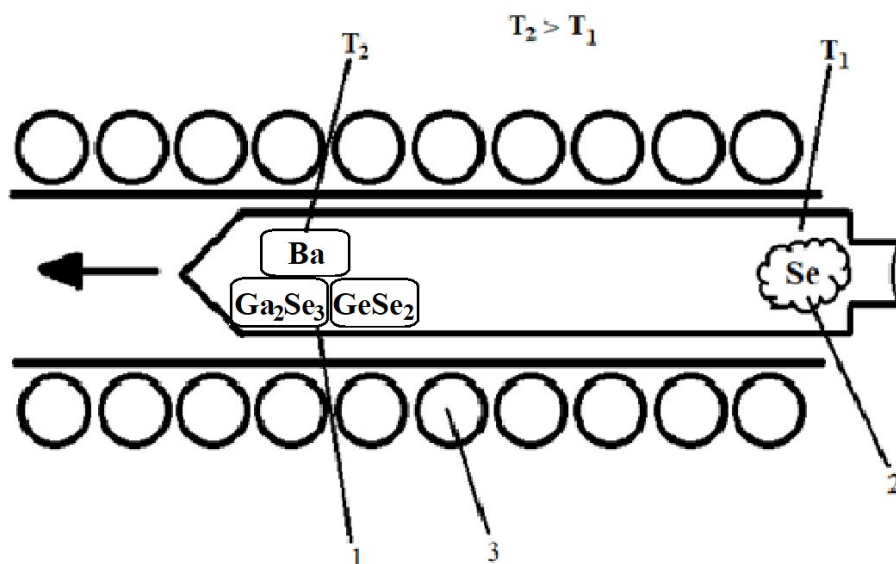


Схема синтеза BaGa₂GeSe₆: 1 — взаимодействующие с барием селениды;
2 — летучий селен; 3 — нагревательные элементы

* Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, грант FSUS-2020-0036.

© А. Манучарян, А. Курусь, П. Криницын, Л. Исаенко, 2023

Разработанная методика синтеза позволила получить шихту высокой фазовой однородности. С помощью математического моделирования в пакете STR CGSim оптимизирован процесс выращивания кристалла $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$ модифицированным методом Бриджмена — Стокбаргера с контролируемым теплообменником [4]. Основываясь на данных моделирования, получен блочный кристалл $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$, выращенный в условиях низких градиентов температур.

Для кристалла $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$ продемонстрирован высокий порог лучевой стойкости ($0,49 \text{ ГВт/см}^2$ при частоте импульсов-повторений $0,1 \text{ кГц}$) на длине волны лазерного излучения 1 и 2 мкм . Установлено, что при 1 мкм -излучении $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$ имеет более высокий порог прочности, чем BaGa_4Se_7 [5]:



Список литературы

1. Zawilski K. T., Schunemann P. G., Setzler S. D., Pollak T. M. Large aperture single crystal ZnGeP_2 for high-energy applications // Journal of Crystal Growth. 2008. Vol. 310(7–9). P. 1891–1896.
2. Yelisseyev A., Krinitsin P., Isaenko L. Spectroscopic features of nonlinear AgGaSe_2 crystals // Journal of crystal growth. 2014. Vol. 387. P. 41–47.
3. Badikov, V. V., Badikov D. V., Laptev V. B. et al. Crystal growth and characterization of new quaternary chalcogenide nonlinear crystals for the mid-IR: $\text{BaGa}_2\text{GeS}_6$ and $\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$ // Optical Materials Express. 2016. Vol. 6(9). P. 2933–2938.
4. Kurus A., Lobanov S., Grazhdannikov S. et al. LiGaS_2 crystal growth under low temperature gradient conditions by the modified Bridgman method // Materials Science and Engineering: B. 2020. Vol. 262. P. 114715.
5. Kostyukova N. Y., Boyko A. A., Eryshin E. Y. et al. Comparative analysis of optical damage in advanced barium chalcogenides nonlinear crystals at $1\text{-}\mu\text{m}$ and $2\text{-}\mu\text{m}$ // The European Conference on Lasers and Electro-Optics. 2019, June. Optica Publishing Group. P. cd_p_14.

ВЫСОКОКОНТРАСТНЫЕ СУБДОПЛЕРОВСКИЕ РЕЗОНАНСЫ В ПАРАХ АТОМОВ ЦЕЗИЯ В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ БИХРОМАТИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

✉ А. М. Михайлов, Д. В. Бражников

*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия
Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия*

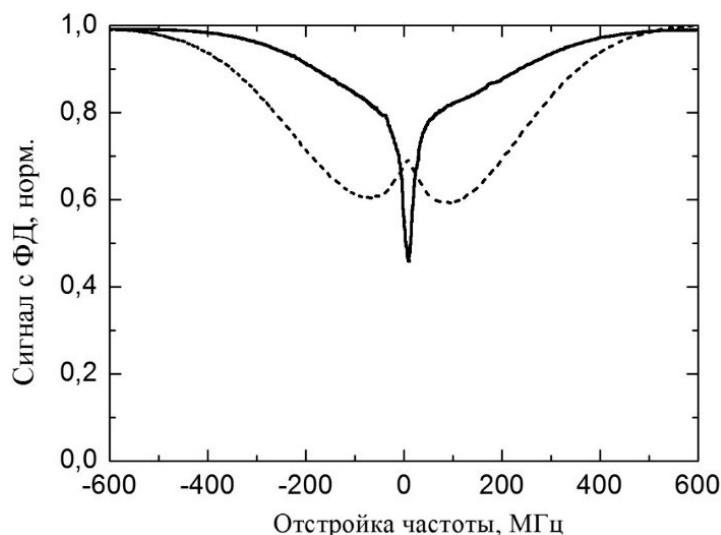
✉ a.mikhailov5@g.nsu.ru

Создание высокостабильных стандартов частоты и времени — важное направление современной метрологии. В настоящее время наиболее стабильные и точные стандарты частоты и времени основаны на принципах квантовой физики — квантовые стандарты частоты (КСЧ). При этом в связи с трудностями переноса стабильности частоты из оптического диапазона в радиодиапазон, а также низким качеством резонансов в оптической области при использовании миниатюрных газовых ячеек направление, связанное с миниатюрными оптическими КСЧ, долгое время не развивалось. Эта ниша была занята КСЧ микроволнового диапазона на основе явления когерентного пленения населенностей (КПН), или двойного радиооптического резонанса (ДРОР). Существенный прогресс в миниатюризации КСЧ оптического диапазона наступил около пяти лет назад после публикации серии работ [1–3] исследователями из NIST (г. Болдер, США), в которых была использована двухфотонная оптическая спектроскопия атомов рубидия в микроячейке и был предложен способ переноса стабильности в радиодиапазон с помощью твердотельных микрорезонаторов.

В 2016 году группой французских исследователей было продемонстрировано [4], что при использовании встречных двухчастотных пучков с ортогональными линейными поляризациями в парах атомов цезия наблюдаются субдоплеровские резонансы с необычно высоким контрастом и отношением амплитуда / ширина, которое особенно важно для достижения высокой стабильности частоты оптического КСЧ. В работе [5] при участии российских ученых было предложено использовать эти субдоплеровские резонансы для создания оптического КСЧ с использованием микроячейки с парами цезия.

Несмотря на успешную экспериментальную реализацию субдоплеровской спектроскопии в бихроматических пучках, теория самих резонансов ограничивалась либо численными расчетами [5], либо аналитическими расчетами, но для упрощенной трехуровневой модели атома (Λ -схема) [6]. В настоящей работе нами рассматривается реальная структура уровней энергии в атоме цезия (в D1-линии) как с учетом различных процессов релаксации в атоме, так и с учетом произвольных эллиптических поляризаций встречных пучков. С помощью формализма поляризационных моментов (неприводимых тензорных операторов) и теории возмущений было получено аналитическое выражение для показателя поглощения одного из встречных пучков (пробного). Это выражение позволяет выделить различные нелинейные оптические эффекты, формирующие результирующий контур поглощения света, и сравнить их относительный вклад. В частности, было показано, что за образование высококонтрастного нелинейного пика в поглощении ответственны два типа КПН-состояний в атоме: первый тип зависит как от координаты вдоль светового луча, так и от параметров поляризации, тогда как второй тип — только от параметров поля-

ризации пучков. Также было продемонстрировано, что при некоторых условиях резонанс может приобретать асимметрию и сдвиг, что важно для метрологических приложений. Полученные результаты дополняют построенную нами ранее [6] аналитическую модель на основе Λ -схемы, позволяя учитывать различные значения эллиптичностей встречных пучков, углы между осями эллипсов поляризаций и задавать различные значения Рамановской отстройки и напряженности полей для каждой из частот в каждом из пучков. В целом полученные результаты позволили расширить знания о наблюдаемом эффекте высокого контраста субдоплеровских резонансов в бихроматических пучках и позволяют определить наилучшие условия для их применения в квантовой метрологии.



Субдоплеровский резонанс в поле встречных световых пучков в стандартной одночастотной конфигурации (штрих.), в которой возбуждался оптический переход $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ в D_1 линии и в новой двухчастотной конфигурации (сплош.) при возбуждении сразу двух переходов $F_g = 3,4 \rightarrow F_e = 4$. Температура паров цезия $\approx 60^\circ\text{C}$. Полная интенсивность лазерного поля в ячейке $\approx 30 \text{ мВт/см}^2$

Список литературы

1. Hummon M. T. et al. Photonic chip for laser stabilization to an atomic vapor with 10^{-11} instability // Optica. 2018. Vol. 5. P. 443.
2. Newman Z. L. et al. Architecture for the photonic integration of an optical atomic clock // Optica. 2019. Vol. 6, № 5. P. 680.
3. Maurice V. et al. Miniaturized optical frequency reference for next-generation portable optical clocks // Opt. Express. 2020. Vol. 28. P. 24708.
4. Abdel Hafiz M. et al. Doppler-free spectroscopy on the Cs D1 line with a dual-frequency laser // Opt. Lett. 2016. Vol. 41. P. 2982.
5. Brazhnikov D. V. et al. Dual-frequency sub-Doppler spectroscopy: Extended theoretical model and microcell-based experiments // Phys. Rev. A. 2019. Vol. 99. P. 062508.
6. Михайлов А. М., Будо Р., Бражников Д. В. Форма линии субдоплеровских резонансов в газе атомов щелочных металлов в поле встречных бихроматических лазерных пучков // ЖЭТФ. 2021. Т. 60, № 1. С. 818.

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ, ОГРАНИЧИВАЮЩИЕ ПОРОГОВУЮ МОЩНОСТЬ В ИТТЕРБИЕВЫХ КОНУСНЫХ ВОЛОКОННЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

✉ Е. К. Михайлов¹, М. Е. Лихачев¹, А. Е. Левченко¹,
В. В. Вельмискин¹, Д. С. Липатов²

¹ *Институт общей физики им. А. М. Прохорова Российской академии наук,
Научный центр волоконной оптики им. Е. М. Дианова, Москва, Россия*

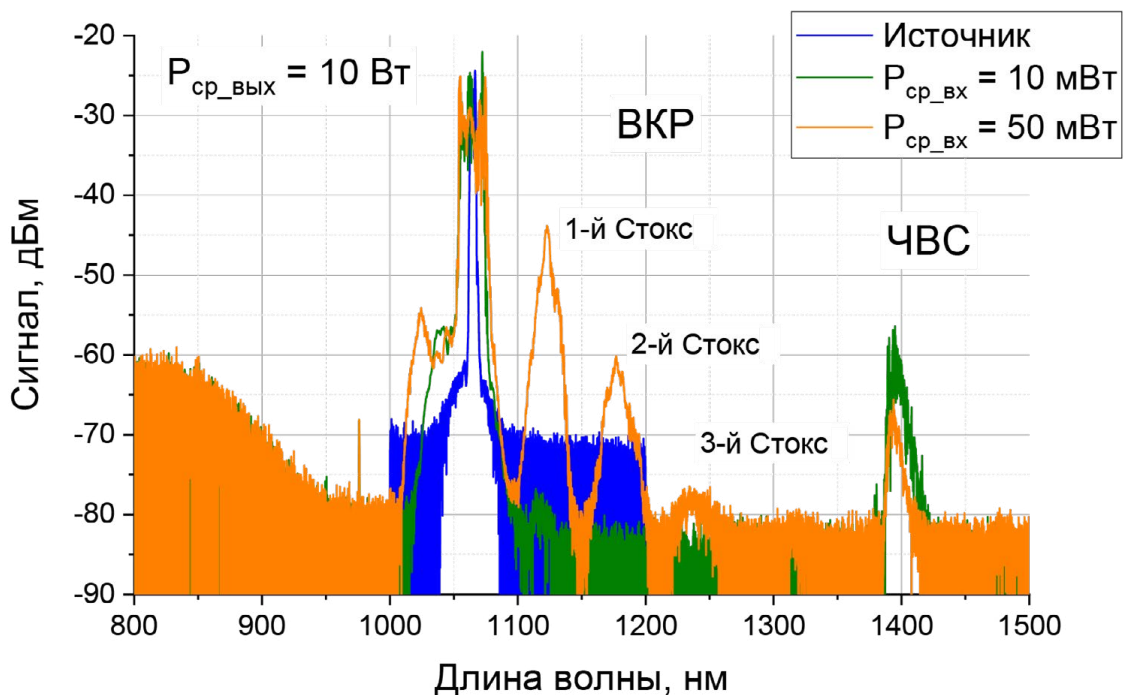
² *Институт химии высокочистых веществ им. Г. Г. Девярых РАН, Нижний Новгород, Россия*

✉ egor.mikhailov@fo.gpi.ru

Волоконные световоды (ВС), легированные иттербием, являются центральным элементом волоконных усилителей ультракоротких импульсов с высокой пиковой мощностью, которые используются в высокоточной обработке материалов. В развитии волоконных усилителей существует устойчивая тенденция к увеличению пиковой мощности. Однако при увеличении пиковой мощности в ВС наблюдается развитие нелинейных эффектов, в связи с чем ключевой задачей при разработке новых усилителей становится увеличение порога возникновения упомянутых эффектов. Крайне перспективным подходом является изготовление световодов-конусов (СК), суть которого заключается в изменении диаметра световода относительно его длины. Благодаря подобной структуре световода обеспечивается адиабатическое увеличение поля фундаментальной моды без потери мощности на возбуждение высших мод. С помощью СК были одновременно достигнуты высокие значения пиковой и средней мощности [1], а также СК имеют низкие изгибные потери, что позволяет использовать их в компактных волоконных усилителях.

Из нелинейных эффектов вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) наиболее сильно проявлялось в СК, и именно оно являлось главным ограничивающим фактором при увеличении пиковой мощности [1, 2]. Однако с увеличением в СК порога возникновения ВКР нами периодически стало наблюдаться четырехволновое смешение (ЧВС), которое также ограничивало увеличение пиковой мощности. Это означает, что ЧВС — это следующий по порядку величины фактор, препятствующий дальнейшему увеличению пиковой мощности, возникновение и поведение которого в СК на данный момент является слабоизученным. В настоящей работе представлены результаты исследования ВКР и ЧВС при усилении импульсов разной мощности в отдельно взятом СК.

Структура СК была близка к представленной в [1, 2], а его длина составляла 1,7 м. В узкой части СК диаметр сердцевины был равен 8 мкм, в толстой — 40 мкм. К узкой части был приварен источник импульсов длительностью 8,9 пс, с частотой повторения 1,92 МГц и длиной волны 1064 нм. Накачка вводилась навстречу сигналу через толстый конец СК. Вводимая накачка разделялась с выходным сигналом с помощью дихроичного зеркала. Мощность накачки на длине волны $975 \pm 0,5$ нм могла достигать до 100 Вт. В эксперименте менялась средняя мощность входного сигнала, в первом случае она составляла 10 мВт, а во втором — 50 мВт (120 и 610 Вт пиковой мощности соответственно). Сигнал в обоих случаях усиливался до 10 Вт средней мощности (610 кВт пиковой), после чего измерялись спектры излучения (см. рисунок). Важно отметить что качество пучка было близко к дифракционно ограниченному ($M^2 < 1$).



Спектры излучения источника и сигналов
с разной средней мощностью, усиленных до 10 Вт

Видно, что в первом случае ВКР почти отсутствует (менее 0,01 % от общей мощности), а во втором случае заметно развились 1-я, 2-я и 3-я стоксовы компоненты (~ 1,4 %). При этом ЧВС сильнее проявилось при большем входном сигнале (~ 0,01 % и 0,05 %), хотя доли мощности в этих компонентах примерно одного порядка в отличие от случая ВКР. Стоит отметить, что на спектре отсутствует коротковолновая компонента ЧВС из-за наличия в оптической схеме дихроичного зеркала. При больших мощностях на спектре наблюдался слабый пик на 860 нм, а глазом было заметно красное излучение, являющееся краем этого коротковолнового пика. Наблюдаемая зависимость порога ВКР от средней входной мощности сигнала ожидаема — уменьшение входной мощности фактически уменьшает сигнал в тонкой части СК, где площадь моды мала, что уменьшает нелинейный интеграл и увеличивает порог ВКР. В случае же ЧВС дополнительным фактором является выполнение условия фазового синхронизма, которое, по всей видимости, происходит только в толстой части СК. Поэтому нелинейный интеграл в тонкой части СК слабо влияет на порог появления ЧВС, которое в итоге практически не зависит от уровня входного сигнала.

Список литературы

1. Bobkov K., Levchenko A., Kashaykina T. et al. Scaling of average power in sub-MW peak power Yb-doped tapered fiber picosecond pulse amplifiers // Opt. Express. 2021. Vol. 29. P. 1722–1735.
2. Bobkov K., Andrianov A., Koptev M. et al. Sub-MW peak power diffraction-limited chirped-pulse monolithic Yb-doped tapered fiber amplifier // Opt. Express. 2017. Vol. 25. P. 26958–26972.

БРИЗЕРЫ В СПОНТАННО ВОЗМУЩЕННОМ КОНДЕНСАТЕ *✉ И. И. Мулладжанов^{1,2}, Р. И. Мулладжанов^{2,3}, А. А. Гелаш^{1,4}¹ *Институт автоматизации и электрометрии СО РАН, Новосибирск*² *Новосибирский государственный университет, Новосибирск*³ *Институт теплофизики им. С. С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск*⁴ *Сколковский институт науки и технологии, Москва*

✉ i.mulliadzhanov@g.nsu.ru

Нелинейное уравнение Шредингера (НУШ) является фундаментальной моделью распространения нелинейных волн, применимой в различных областях физики. Например, НУШ описывает в первом приближении распространение гравитационных волн на поверхности глубокой воды и распространение света в оптоволокне с кубической (керровской) нелинейностью. НУШ можно полностью проинтегрировать (решить) с помощью метода обратной задачи рассеяния (МОЗР), который преобразует волновое поле в так называемые данные рассеяния, представляющие собой нелинейный аналог традиционных Фурье-гармоник [1, 2]. Данные рассеяния НУШ могут быть получены в результате решения задачи рассеяния для вспомогательной линейной системы Захарова — Шабата, в которой волновое поле играет роль потенциала. Таким образом, благодаря МОЗР мы имеем возможность решать целый класс нелинейных дифференциальных уравнений, называемых интегрируемыми, сопоставляя им линейные уравнения. Это, в свою очередь, позволяет изучать многие феномены, возникающие в нелинейных системах, например модуляционную неустойчивость, которая представляет собой неустойчивость постоянного фона (конденсата) к длинноволновому возмущению.

Мы изучаем численно задачу о модуляционной неустойчивости конденсата с периодическими граничными условиями, что на практике находит применение, например, в нелинейной оптике, где большое количество источников света являются периодическими. Размер численной области, в которой мы проводим моделирование, существенно больше характерной длины волны возмущений конденсата. Это позволяет наблюдать распространение пространственно-локализованных когерентных структур — бризеров. Нас интересуют так называемые суперрегулярные бризеры НУШ, которые могут возникнуть как результат развития модуляционной неустойчивости конденсата из локализованных возмущений [3, 4]. Для суперрегулярных бризеров НУШ ранее была построена теория на бесконечном пространственном интервале [3, 4], а также изучен механизм их появления из случайных локализованных возмущений конденсата [5]. В работе мы рассматриваем периодические возмущения конденсата и демонстрируем примеры формирования суперрегулярных бризеров в данной задаче. Каждому бризеру, помещенному в периодические граничные условия, соответствует разрешенная зона небольшой ширины в спектре собственных чисел системы Захарова — Шабата. Для изучения спектра периодической задачи Захарова — Шабата мы используем адаптированный нами алгоритм Фурье-коллокаций, что является новым подходом и значительно упрощает процесс нахождения собственных чисел периодической системы Захарова — Шабата.

Сначала мы изучаем особенности спектральных портретов суперрегулярных бризеров, помещенных в периодические граничные условия, строим диаграммы ширины разрешенных

* Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 22-22-00653.

© И. И. Мулладжанов, Р. И. Мулладжанов, А. А. Гелаш, 2023

зон в зависимости от параметров бризеров и формулируем критерий, по которому разрешенной зоне соответствует локализованный в пространстве бризер. Затем мы изучаем особенности спектральных портретов системы Захарова — Шабата для начального условия вида бризер плюс шум (рис. 1). Наконец, мы генерируем начальные условия в виде возмущенного конденсата, в котором спонтанно формируются бризеры. Для всех начальных условий мы также рассчитываем пространственно-временные диаграммы распространения, которые позволяют визуализировать распространение бризеров на фоне развивающейся из шума модуляционной неустойчивости. В заключение мы обсуждаем условия, при которых возможно формирование суперрегулярных бризеров в периодически возмущенном конденсате, и сравниваем наши результаты с результатами работы [6]. Полученные нами пространственно-временные диаграммы для разных конфигураций шума сходна с теми паттернами, которые описаны в работе [6]. Различие состоит в том, что мы наблюдали меньшее количество треков, а для спектральных портретов задачи Захарова — Шабата благодаря модифицированному нами алгоритму Фурье-коллокаций мы получали как обе граничные точки (оранжевые точки на рис. 2) по квази-импульсу, так и промежуточные (синие точки на рис. 2).

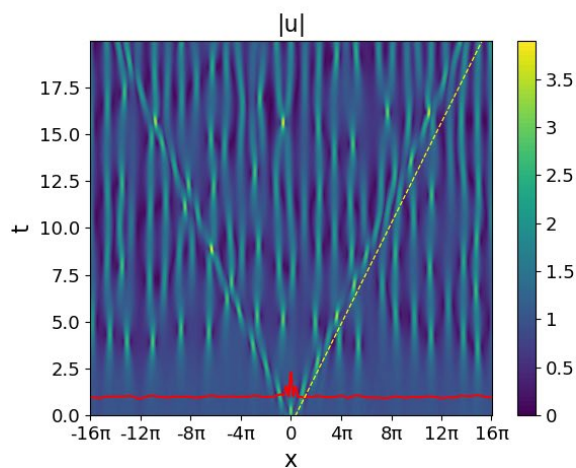


Рис. 1. Пространственно-временная диаграмма с начальным условием бризер плюс шум (красная кривая) и траектория бризера, рассчитанная при помощи теоретической формулы для скорости бризеров (желтая пунктирная линия)

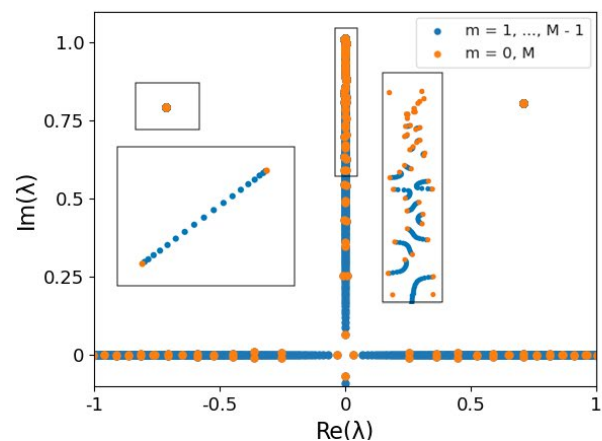


Рис. 2. Спектральный портрет системы Захарова — Шабата, где выделенная черным квадратом зона, соответствует бризеру, для которого была рассчитана теоретическая траектория на рис. 1

Список литературы

1. Захаров В.Е., Шабат А.Б. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61, No.1. С. 118–134.
2. Захаров В.Е., Манаков С.В., Новиков С.П., Питаевский Л.П. Теория солитонов: Метод обратной задачи. М.: Наука, 1980. 319 с.
3. Zakharov V.E., Gelash A.A. Nonlinear stage of modulation instability // Phys. Rev. Lett. 2013. Vol. 111. P. 054101.
4. Gelash A. Formation of rogue waves from a locally perturbed condensate // Phys. Rev. E. 2018. Vol. 97. P. 022208.
5. Conforti M., Li S., Biondini G., Trillo S. Automodulation versus breathers in the nonlinear stage of modulational instability // Optics letters. 2018. Vol. 43. P. 5291.
6. Soto-Crespo J. M., Devine N., Akhmediev N. Integrable turbulence and rogue waves: breathers or solitons? // Phys. Rev. Lett. 2016. Vol. 116. P. 103901.

ДАТЧИК 3D-ФОРМЫ НА ОСНОВЕ МНОГОСЕРДЦЕВИННОГО ВОЛОКНА С ЗАПИСАННЫМИ РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ СЛУЧАЙНЫМИ ОТРАЖАТЕЛЯМИ*

✉ Ж. Э. Мункуева^{1,2}, К. А. Бронников¹, А. В. Достовалов¹, С. А. Бабин¹

¹ *Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск*

² *Новосибирский государственный университет, Новосибирск*

✉ z. e.munkueva@gmail.com

Явление рэлеевского рассеяния на естественных неоднородностях в сердцевине оптического волокна широко применяется в современных схемах волоконных лазеров со случайной распределенной обратной связью (СРОС) [1] и в распределенных волоконных датчиках [2]. Для стандартных телекоммуникационных волокон уровень обратного рэлеевского рассеяния (естественный уровень) составляет 100–105 дБ/мм на длине волны 1550 нм. Такой низкий уровень ограничивает пространственное разрешение и отношение сигнал / шум в распределенных датчиках, а также вынуждает использовать относительно длинные участки волокна (~1–100 км) и высокую мощность накачки в схеме СРОС-лазера. В связи с этим возникает интерес к задаче увеличения концентрации неоднородностей путем создания распределенных случайных отражателей в сердцевине волокна для усиления обратного рассеяния Рэлея и получения вышеуказанных систем с передовыми характеристиками.

Наиболее перспективным и гибким методом повышения уровня обратного рассеяния является метод фемтосекундной лазерной модификации материала [3], позволяющий локально изменять показатель преломления с высоким пространственным разрешением (до 1 мкм³).

В работе представлены результаты по записи точечных случайных отражателей в 7-сердцевинном волокне с помощью фемтосекундных лазерных импульсов. При записи точечного отражателя длиной 10 см каждая неоднородность формировалась путем поглощения одного фемтосекундного импульса с энергией 480 нДж, сфокусированного в область нужной сердцевины. С использованием метода оптической рефлектометрии в частотной области (OFDR) записанные отражатели охарактеризованы во временной и частотной области с высокими спектральным и пространственным разрешениями до 0,02 пм и 10 мкм соответственно. В процессе записи облучались центральная и три боковые сердцевины, в каждой из которой прирост уровня обратного рассеяния относительно естественного составил + 47 дБ/мм (рис. 1, а). Период отражателя в среднем был равен 50 мкм со случайной вариацией ± 5 мкм, что позволило избежать появления выделенных брэгговских резонансов в спектре отражения (рис. 1, б). Наблюдалось однородное отражение в широком спектральном диапазоне.

На основе 7-сердцевинного волокна с записанными случайными отражателями реализован датчик 3D-формы. Для восстановления кривой применялся алгоритм определения радиусов кривизны и направления изгибов волокна [4] на основе данных, полученных с помощью оптического частотного рефлектометра. В таком случае погрешность измерения трехмерных форм составила 1 мм. Помимо этого, исследовано влияние величины вносимых в оптический

* Работа выполнена при поддержке РНФ (№ 21-72-30024).

© Ж. Э. Мункуева, К. А. Бронников, А. В. Достовалов, С. А. Бабин, 2023

канал потерь на восстановление формы волокна. С помощью аттенуатора зондирующий сигнал ослаблялся на 6, 13 и 18 дБ/мм.

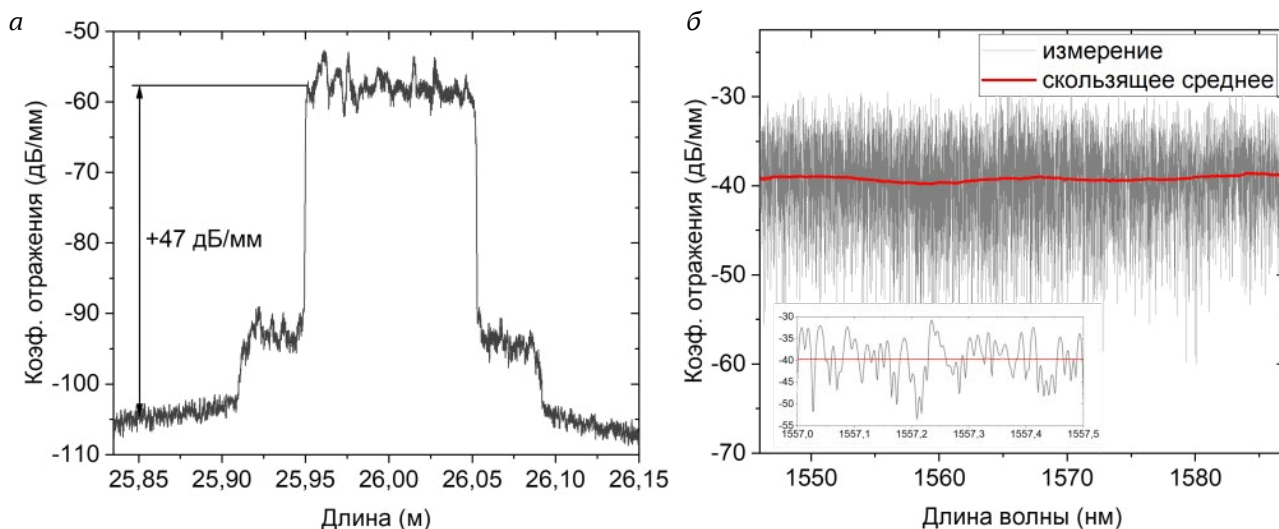


Рис. 1. Уровень обратного рассеяния во временной (а) и спектральной (б) областях точечного отражателя длиной 10 см. На вставке увеличенный фрагмент спектра отражения

На рис. 2 приведены результаты по восстановлению кривых S -образной формы с помощью датчиков на основе трех боковых сердцевин с естественным обратным рассеянием (рис. 2, а) и трех боковых сердцевин с усиленным обратным рассеянием (рис. 2, б). Центральная сердцевина использовалась в качестве нормировки для учета растяжения волокна и изменения температуры. Видно, что датчик на основе сердцевин с записанными точечными отражателями является более устойчивым к внесению потерь в оптический канал. При этом погрешность измерения кривой составляет ~ 1 мм в зависимости от разных величин оптических потерь (см. вставку на рис. 2, б).

Таким образом, показано, что усиление рэлеевского рассеяния в сердцевине волокна позволяет повысить отношение сигнал / шум в волоконных датчиках формы, а также делает датчики более устойчивыми к внешним оптическим потерям по сравнению с датчиками на основе естественного рэлеевского рассеяния.

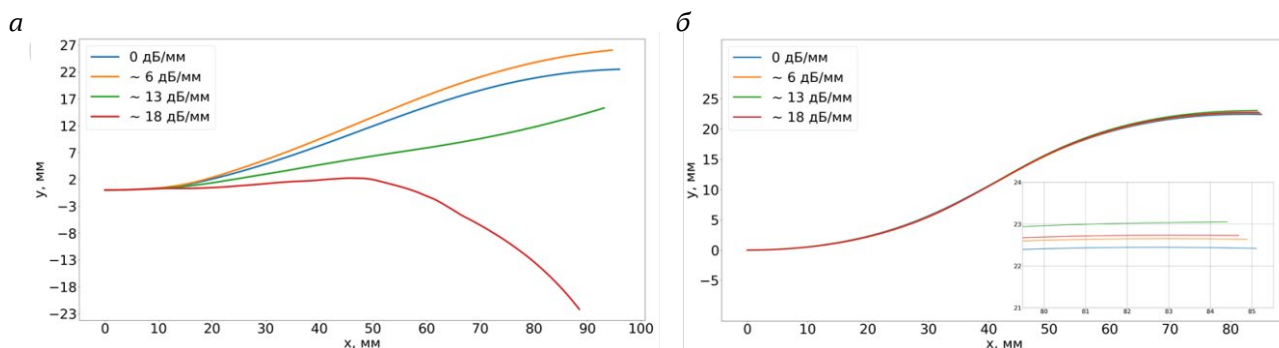


Рис. 2. Восстановление S -образной формы 7-сердцевинного волокна в случае датчика на основе естественного (а) и усиленного (б) рассеяния при внесении разной величины потерь в оптический канал. На вставке увеличенный фрагмент восстановленной кривой

Список литературы

1. Turitsyn S. K. et al. Random distributed feedback fibre lasers // Phys. Rep. 2004. Vol. 542. P. 133–193.
2. Hartog A. H. An Introduction to Distributed Optical Fibre Sensors. CRC Press, Boca Raton, 2017.
3. Dostovalov A. V. et al. Continuous and discrete-point Rayleigh reflectors inscribed by femto-second pulses in singlemode and multimode fibers // Opt. Laser Technol. 2023. Vol. 167. P. 109692.
4. Paloschi D. et al. 3D Shape Sensing with Multicore Optical Fibers: Transformation Matrices Versus Frenet-Serret Equations for Real-Time Application // IEEE Sens. J. 2021. Vol. 21. P. 4599–4609.

СТАБИЛИЗАЦИЯ УЗКОПОЛОСНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО РОС-ЛАЗЕРА С САМОЗАХВАТОМ ЧАСТОТЫ В СХЕМЕ С ВНЕШНИМ РЕЗОНАТОРОМ НА ВОЛОКНЕ С СОХРАНЕНИЕМ ПОЛЯРИЗАЦИИ*

✉ И. С. Паняев¹, П. А. Итрин¹, Д. А. Коробко¹, А. А. Фотиади^{1,2}

¹ Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

² Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

✉ panyaev.ivan@rambler.ru

В последние несколько лет в прикладных областях современной оптоэлектроники и фотоники сохраняется высокий интерес к созданию малошумящих узкополосных источников лазерного излучения «телеком»-диапазона (например, на длине волны 1550 нм) из-за их высокой востребованности для расширения пропускной способности оптических линий дальней, городской и ближней связи [1]. Среди методов получения таких источников особое место занимает техника самозахвата частоты внешнего резонатора полупроводниковым РОС-лазером (*self-injection locking*), зарекомендовавшая себя эффективностью и очевидной простотой. Использование высокодобротного внешнего волоконного кольцевого резонатора в данной технике позволяет добиться сужения полосы лазерного излучения стандартного полупроводникового лазерного диода с распределенной обратной связью (РОС) примерно на пять порядков с ~ 10 МГц до сотни Гц [2–4].

Использование стандартных волоконных компонентов на основе волокна с сохранением поляризации (*polarization-maintaining, PM*) в конфигурации, представленной в настоящей работе (рис. 1) позволяет добиться повышения добротности внешнего волоконного резонатора и его устойчивости к внешним механическим и акустическим воздействиям. Сам волоконный резонатор в схеме разделен по длине на две половины сваркой с поворотом свариваемых концов волокна на 90° относительно друг друга (отмечено крестом на рис. 1). Таким образом, поляризация проходящего через место сварки излучения поворачивается на 90° . Отбор линейно-поляризованной компоненты излучения, циркулирующего в кольце резонатора, осуществляет волоконный поляризационный делитель.

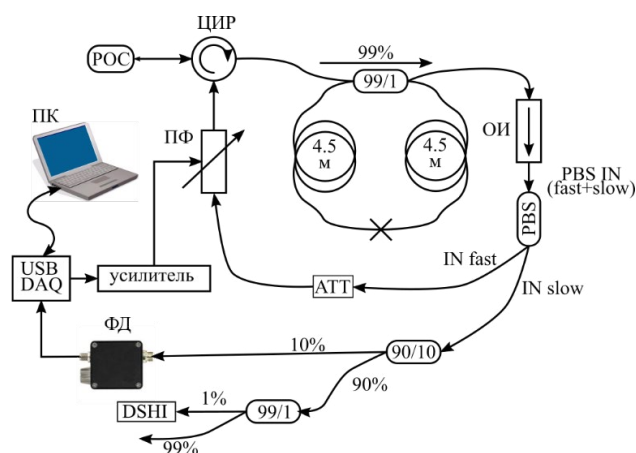


Рис. 1. Схема эксперимента:

РОС — полупроводниковый лазерный диод, ЦИР — циркулятор, ОИ — изолятор, АТТ — переменный оптический аттенуатор 0–60 дБ, ФД — фотодетектор, ПФ — перестраиваемый фазосдвигатель, USB-DAQ — плата сбора данных. Место сварки с поворотом осей двулучепреломления волокна на 90° обозначено крестом

* Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-79-30017) и Министерства науки и высшего образования (проекты № 075-15-2021-581, FEUF-2023-0003).

© И. С. Паняев, П. А. Итрин, Д. А. Коробко, А. А. Фотиади, 2023

В канал обратной связи входит перестраиваемый аттенуатор для регулировки мощности, волоконный фазовращатель, необходимый для стабилизации генерации узкополосного излучения в режиме самозахвата частоты, а также оптический циркулятор.

Оптический сигнал на выходе лазера, регистрируемый фотодетектором, используется как сигнал ошибки в цепи активной обратной связи. Для поддержания сигнала обратной связи на желаемом уровне цепь активной обратной связи, управляемая с помощью недорогого многофункционального USB-устройства сбора данных (на базе платы Arduino), прикладывает через усилитель соответствующее напряжение к волоконному фазовращателю. Оценка ширины линии генерации РОС-лазера в режиме самозахвата частоты проводилась с помощью аппроксимации распределением Фойгта спектра самогетеродинного интерферометра с линией задержки длиной 50 км (рис. 2). Гауссова ширина линии самогетеродинного спектра РОС-лазера в режиме самозахвата частоты и включенной активной стабилизации сузилась с ~ 2 МГц до $\sim 3,6$ кГц. Значения ширины линии лазерной генерации при этом можно определить как $\sqrt{2}/2 \cdot w_G$ и $1/2 \cdot w_L$ соответствующих компонент ширины линии распределения Фойгта [5].

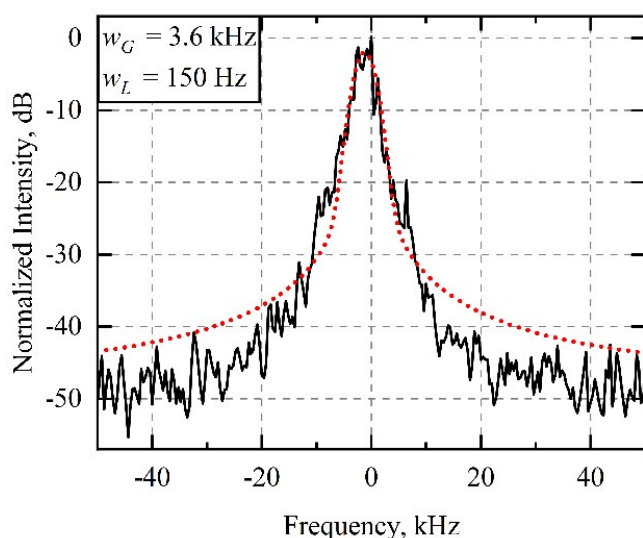


Рис. 2. Спектр генерации лазера в режиме самозахвата частоты (сплошная линия); пунктирная линия — распределение Фойгта

Таким образом, минимальное значение гауссовой ширины линии генерации лазера в режиме самозахвата частоты составило $\sim 2,5$ кГц, лоренцева ширина линии генерации лазера ~ 75 Гц.

Исследование шумовых характеристик показало достаточно низкие значения фазового шума (< 130 дБн/Гц) и относительного шума интенсивности (< 135 дБн/Гц) на частотах отстройки свыше 30 кГц.

Таким образом, исследуемая схема позволяет добиться большего, по сравнению с предыдущими результатами [2–4], сужения ширины линии РОС-лазера при сохранении высокой стабильности режима генерации и низкой себестоимости.

Список литературы

1. Stern B., Xi Ji, Dutt A., Lipson M. Compact narrow-linewidth integrated laser based on a low-loss silicon nitride ring resonator // Opt. Lett. 2017. Vol. 42. P. 4541–4544.
2. Spirin V.V., Bueno Escobedo J.L., Korobko D.A. et al. Stabilizing DFB laser injection-locked to an external fiber-optic ring resonator // Opt. Express. 2020. Vol. 28. P. 478–484.
3. Spirin V.V., Bueno Escobedo J.L., Korobko D.A. et al. Dual-frequency laser comprising a single fiber ring cavity for self-injection locking of DFB laser diode and Brillouin lasing // Opt. Express. 2020. Vol. 28. P. 37322–37333.
4. Spirin V.V., Bueno Escobedo J.L., Mironov S.V. et al. Sub-kilohertz Brillouin fiber laser with stabilized self-injection locked DFB pump laser // Optics & Laser Technology. 2021. Vol. 141. P. 107156.
5. Mercer L.B. 1/f Frequency Noise Effects on Self-Heterodyne Linewidth Measurements // J. Lightwave Technology. 1991. Vol. 9. P. 485–493.

ОДНОВРЕМЕННОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ДЕФОРМАЦИИ РМ-ВОЛОКНА С ПОМОЩЬЮ ФАЗОЧУВСТВИТЕЛЬНОГО РЕФЛЕКТОМЕТРА

✉ И. С. Пономарёв^{1,2}, Д. М. Бенгальский¹, Д. Р. Харасов¹,
О. Е. Наний^{1,2}, С. П. Никитин¹, В. Н. Трещиков¹

¹ Группа компаний Т8, Москва, Россия

² Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

✉ ponomarev@t8.ru

В настоящее время проявляется повышенный интерес к фазочувствительному рефлектометру (Ф-ОТДР) [1] как инструменту для решения геофизических и сейсмометрических задач — например, для исследования землетрясений, где важны сигналы на низких частотах (<10 Гц). Сейсмические сигналы имеют схожий спектральный состав с температурными эффектами. При стандартном применении Ф-ОТДР нет возможности различить сигнал от растяжения и температуры [2]. Ранее, в работе [3], было экспериментально продемонстрировано разделение эффектов растяжения и изменения температуры корреляционным методом в РМ-волокне, однако у этого метода есть недостаток — долгое время измерения (дискретизация по времени порядка десятков секунд). В данной работе для разделения эффектов, вызванных температурой и деформацией, предлагается использование РМ-волокна и Ф-ОТДР с поляризационной диверсификацией и измерением фазовых приращений [4, 5].

В численной модели измерялось изменение приращения фазы вдоль волокна между поляризациями, из которых можно рассчитать их полусумму и разность. Вклады от температуры и деформации можно разделить с помощью матричной системы уравнений [3]. Параметры численного моделирования: длина волокна 10 км, скорость света 3×10^8 м/с, частота дискретизации 500 МГц, частота зондирования импульса 1 кГц, длительность импульса 200 нс, длина волны излучения 1550 нм, время записи 5 секунд, средний показатель преломления волокна 1,5, начальная разность показателя преломления между осями равна 56×10^{-5} , изменения показателя преломления между осями с температурой $-5,51 \times 10^{-7}$ 1/K [6], изменение среднего показателя преломления с температурой $9,15 \times 10^{-6}$ 1/K [7]. Погрешность для разности приращения фаз между поляризациями составила порядка сотен про-

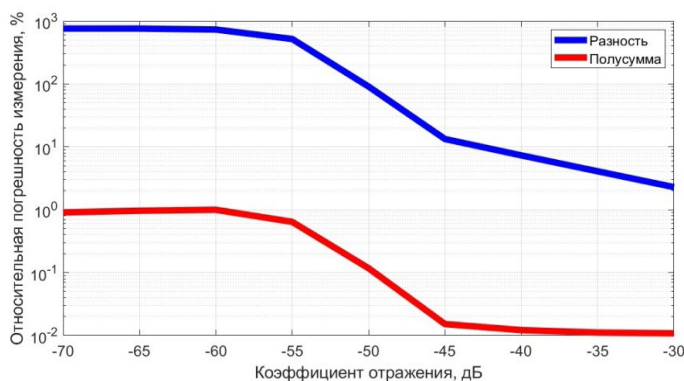


Рис. 1. Относительная погрешность измерения разности и полусуммы приращения фазы между поляризациями в зависимости от коэффициента обратного рассеяния искусственных центров, в логарифмическом масштабе

центов при измерении 1 К. Эта погрешность фазы обуславливается случайностью расположения рэлеевских центров отражения (представляющих собой неоднородности показателя преломления в волокне). Изменяя стандартные параметры, можно уменьшить эту погрешность: например, она сокращается при уменьшении длительности импульса. Если ввести в волокно эквидистантно расположенные искусственные центры с большим коэффициентом отражения, то погрешность уменьшается, как показано на рис. 1. Для разности приращения фазы двух поляризаций при коэффициенте отражения -57 дБ погрешность составляет сотни процентов, а начиная с коэффициента обратного рассеяния -40 дБ и больше относительная погрешность составляет порядка десятка процентов, что позволяет использовать фазовый метод.

На рис. 2 представлены результаты численного моделирования с коэффициентом отражения центров -40 дБ, приращение фаз каждой поляризации по аналогии с [3] были переведены в изменения температуры и деформацию волокна, на участке между двумя искусственными отражающими центрами. При задании изменения температуры $0,1$ К в отсутствии растяжения погрешность измерения температуры составляет $0,001$ К, а погрешность измерения растяжения — $0,02$ микрострейн; при задании растяжения 2 микрострейна в отсутствие изменения температуры погрешность измерения растяжения составляет $0,01$ микрострейн, а погрешность измерения температуры — $0,001$ К. Таким образом, с помощью численного моделирования было показано, что в РМ-волокне с эквидистантно расположенными искусственными отражающими центрами возможно разделение эффектов изменения температуры и деформации с помощью когерентного рефлектометра с заданной точностью.

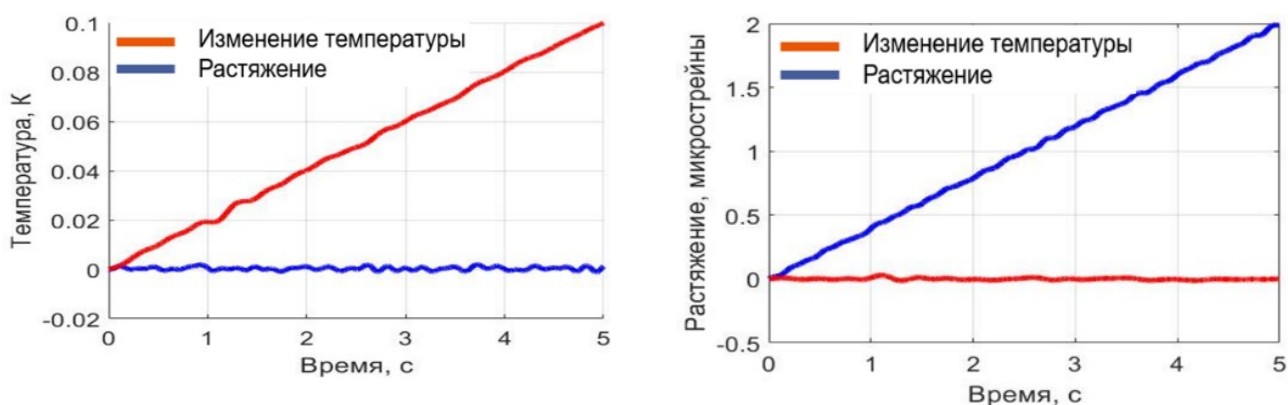


Рис. 2. Ситуация, в которой на волокно воздействовало только изменение температуры со скоростью 1 К/мин (график слева) и только растяжение со скоростью 0,4 микрострейн/с (график справа); красной и синей линией обозначены соответственно изменения температуры и деформация

Список литературы

1. Shatalin S. V., Treschikov V. N., Rogers A. J. Interferometric optical time-domain reflectometry for distributed optical-fiber sensing // Appl. Opt. 1998. Vol. 37. P. 5600–5604.
2. Koyamada Y., Imahama M., Kubota K., Hogari K. Fiber-Optic Distributed Strain and Temperature Sensing With Very High Measurand Resolution Over Long Range Using Coherent OTD // Journal of Lightwave Technology. 2009. Vol. 27(9). P. 1142–1146.
3. Lu X., Soto M. A., Thévenaz L. Temperature-strain discrimination in distributed optical fiber sensing using phase-sensitive optical time-domain reflectometry // Optics express. 2017. Vol. 25(14). P. 16059–16071.

4. Nikitin S. P. et al. Distributed temperature sensor based on a phase-sensitive optical time-domain Rayleigh reflectometer // *Laser Physics*. 2018. Vol. 28(8). P. 085107.
5. Alekseev A. E. et al. A phase-sensitive optical time-domain reflectometer with dual-pulse phase modulated probe signal // *Laser Physics*. 2014. Vol. 24(11). P. 115106.
6. Ma P. et al. Birefringence sensitivity to temperature of polarization maintaining photonic crystal fibers // *Optics&Laser Technology*. 2012. Vol. 44(6). P. 1829–1833.
7. Othonos A. S., Kalli K. *Fiber Bragg gratings fundamentals and applications in telecommunications and sensing*. Boston: Artech House, 1999.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГРУППОВОЙ ДИНАМИКИ ИМПУЛЬСОВ В КОЛЬЦЕВОМ ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ С НАСЫЩАЕМЫМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК*

✉ М. В. Прибылов¹, П. А. Итрин¹, Д. А. Коробко¹, А. В. Сыса², Ю. П. Шаман²

¹ Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

² Научно-производственный комплекс «Технологический центр», Москва, Россия

✉ hks14865@gmail.com

Вследствие растущей необходимости в компактных, надежных и недорогих лазерных источниках импульсов с высокой (мультиГГц) частотой следования в последнее десятилетие весьма интенсивно развиваются волоконные лазеры с т. н. гармонической синхронизацией мод (ГСМ). В ней, в отличие от стандартной синхронизации мод на фундаментальной частоте, множество импульсов однородно заполняет резонатор, сохраняя постоянное межимпульсное расстояние [1]. Устойчивость подобного расположения импульсов обеспечивается межимпульсным отталкиванием. Из-за его достаточно низкой интенсивности ГСМ подвержена воздействию шумовых неустойчивостей, проявляющихся в виде супермодового шума и джиттера высокочастотной импульсной последовательности [2]. С крайне важной задачей повышения стабильности волоконных ГСМ-лазеров тесно связаны исследования межимпульсных взаимодействий, позволяющие глубже понять механизмы формирования различных импульсных групп и особенностей коллективной динамики импульсов в резонаторе волоконного лазера.

В докладе рассматриваются особенности групповой динамики импульсов в волоконном лазере с насыщающимся поглотителем на основе углеродных нанотрубок (УНТ). Используемые в работе образцы насыщающихся поглотителей изготовлены в НТЦ «Технологический центр» из исходного материала одностенных УНТ TUBALL с 97%-м содержанием УНТ с полупроводниковым типом проводимости. Зависимости пропускания трех различных образцов от пиковой мощности потока пропускаемого импульсного излучения демонстрируют высокий уровень насыщаемых при различной величине ненасыщаемых потерь (10–40 %) (рис. 1, а) [3].

Далее, эти образцы были встроены в схему эрбиевого волоконного лазера, исключаящую синхронизацию мод на основе нелинейного вращения поляризации (рис. 1, б). Все образцы продемонстрировали успешный запуск лазера в режиме фундаментальной синхронизации мод. При повышении мощности накачки все исследуемые конфигурации перешли в режим многоимпульсной генерации.

В данном режиме обнаружены существенные различия групповой динамики в зависимости от используемого образца. Конфигурация на основе образца 1_1 (с минимальными ненасыщаемыми потерями) переходит в режим ГСМ, в то время как в конфигурациях на основе образцов 1 и 2 наблюдается генерация связанных состояний импульсов — солитонных «молекул», с межимпульсным расстоянием порядка сотен пикосекунд. Известная классификация позволяет отнести такие комплексы импульсов к связанным состояниям со слабой связью [4]. Для каждого из образцов показана возможность управления межимпульсным расстоянием

* Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проекты № 075-15-2021-581, FEUF-2023-0003) и Российским научным фондом (проект № 23-79-30017).

© М. В. Прибылов, П. А. Итрин, Д. А. Коробко, А. В. Сыса, Ю. П. Шаман, 2023

в солитонной паре при изменении накачки. Рисунок 2 демонстрирует изменение расстояния между импульсами в паре от 0,15 до 0,67 нс при сравнительно небольшом изменении тока накачки от 79 до 83 мА.

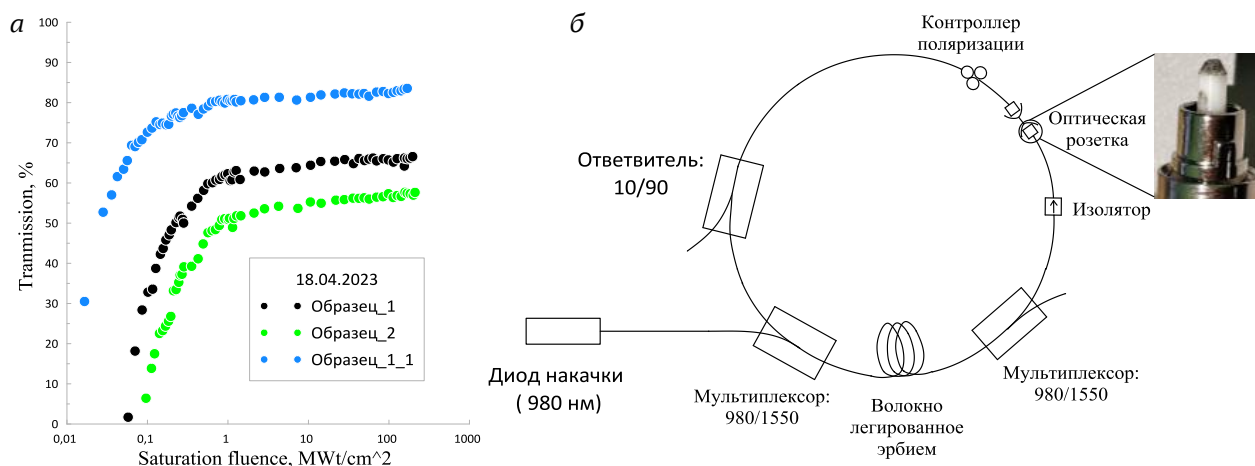


Рис. 1. Зависимость пропускания образцов от пиковой интенсивности пропускаемого импульсного излучения (а). Схема волоконного лазера при исследованиях групповой динамики импульсов (б)

Таким образом, в работе продемонстрировано влияние параметров насыщающего поглотителя, используемого в волоконном лазере, на групповую динамику импульсов и характеристики образующихся устойчивых связанных состояний. Полученные данные представляют как прикладной, так и исследовательский интерес и будут использованы при изучении межимпульсных взаимодействий в солитонном волоконном лазере.

Список литературы

1. Liu Xueming, Meng Pang. Revealing the buildup dynamics of harmonic mode-locking states in ultrafast lasers // Laser & Photonics Reviews. 2019. Vol. 13.9. P. 1800333.
2. Ribenek V.A., Korobko D.A., Fotiadi A.A., Taylor J.R. Supermode noise mitigation and repetition rate control in harmonic mode-locked fiber laser implemented through the pulse train interaction with co-lased CW radiation // Optics Letters. 2022. Vol. 47(19). P. 5236–5239.
3. Stoliarov D.A., Itrin P.A., Korobko D.A. et al. Saturable absorber based on the fiber coupler coated by CNTs // Optical Fiber Technology. 2021. May. Vol. 63(28). P. 102524.
4. Korobko D.A., Okhotnikov O. G., Zolotovskii I. O. Long-range soliton interactions through gain-absorption depletion and recovery // Optics letters. 2015. Vol. 40(12). P. 2862–2865.

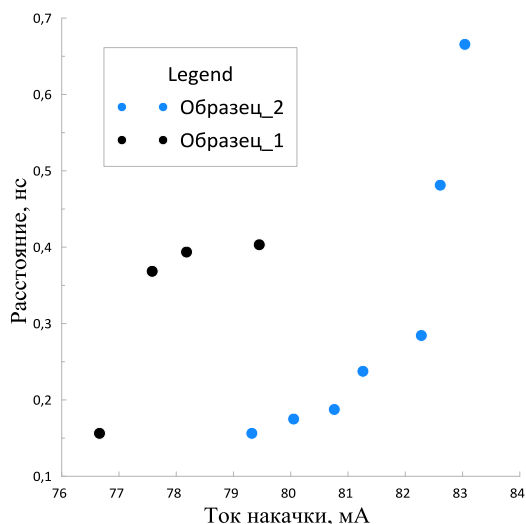


Рис. 2. Зависимость расстояния между импульсами в связанном состоянии от тока накачки

СВОЙСТВА РЕЗОНАНСА КПН В ПОЛЕ ВСТРЕЧНЫХ ВОЛН*

✉ Д. А. Раднатаров, И. В. Громов, П. В. Козьмина,
С. М. Кобцев, М. Ю. Басалаев, В. И. Юдин

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

✉ d.radnatarov@nsu.ru

Одним из факторов, ограничивающих кратковременную стабильность атомных часов на основе эффекта когерентного пленения населенностей (КПН), является перераспределение части атомов на крайний магнитный подуровень основного состояния под действием оптической накачки. Атомы в данном состоянии не взаимодействуют с полем и не участвуют в формировании реперного резонанса, из-за чего снижается его контраст. Данный эффект можно подавить, восстановив исходное распределение атомов по подуровням, используя для возбуждения резонанса КПН поле двух встречных пучков с ортогональными круговыми поляризациями (так называемая σ^+ , σ^- -конфигурация поля). Контраст резонанса при этом может увеличиться по сравнению со стандартной схемой с одним пучком за счет двух факторов: увеличения количества атомов, участвующих в формировании резонанса; использования встречных пучков, позволяющего задействовать эффект интерференции КПН-состояний, возбуждаемых встречными волнами в одном атоме. Ранее данный подход был исследован в работе [1], где теоретически обоснована возможность кратного увеличения контраста резонанса КПН, а также в работе [2], где было продемонстрировано увеличение контраста резонанса КПН при возбуждении в холодных атомах. В нашей работе впервые была экспериментально исследована возможность использования данного подхода для увеличения контраста резонанса КПН в газовой ячейке, а также возможность улучшения метрологических характеристик атомных часов.

Измерения проводились на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 1. В основе использовалась классическая схема атомных КПН-часов, в которую были добавлены два элемента, четвертьволновая пластинка и зеркало с частичным пропусканием, которые были установлены между ячейкой и фотоприемником; для управления мощностью излучения был использован акустооптический модулятор. В работе использовались два зеркала: одно с пропусканием 2 %, второе с пропусканием 10 %.

Наличие интерференции когерентных состояний, возбуждаемых разнонаправленными волнами, выражается в том, что контраст резонанса зависит от разности фаз встречных волн. На рис. 2, а представлена зависимость контраста резонанса от смещения зеркала. Результаты измерения согласуются с теорией, зависимость имеет периодический характер с периодом, близким к расчетному. Для того чтобы интерференция была конструктивной и контраст резонанса увеличивался, нужно, чтобы расстояние от центра ячейки до зеркала соответствовало нечетному числу полуволен на частоте сверхтонкого расщепления. Максимальный контраст составил 2,8 %, контраст резонанса без зеркала не превышал 1 %, т. е. использование встречного пучка позволило увеличить контраст резонанса более чем вдвое.

* Работа выполнялась в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации № FSUS-2020-0036, работа ПВК и ИВГ была поддержана грантом РНФ № 22-22-00264, работа СМК поддержана грантом РНФ и правительства Новосибирской области № 22-12-20010, работа МЮБ поддержана грантом № 22-72-10096.

© Д. А. Раднатаров, И. В. Громов, П. В. Козьмина, С. М. Кобцев, М. Ю. Басалаев, В. И. Юдин, 2023

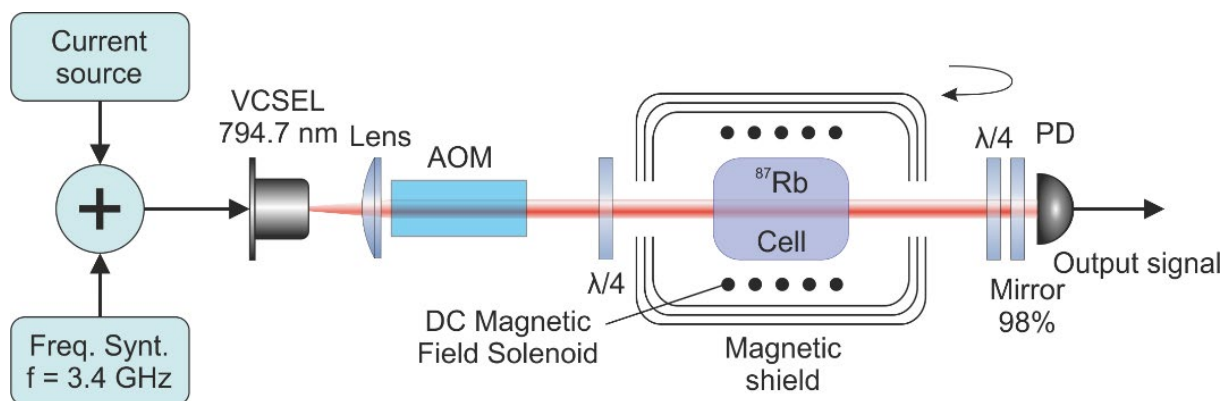


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: АОМ — акустооптический модулятор; VCSEL — лазер с вертикальным резонатором; PD — фотоприемник

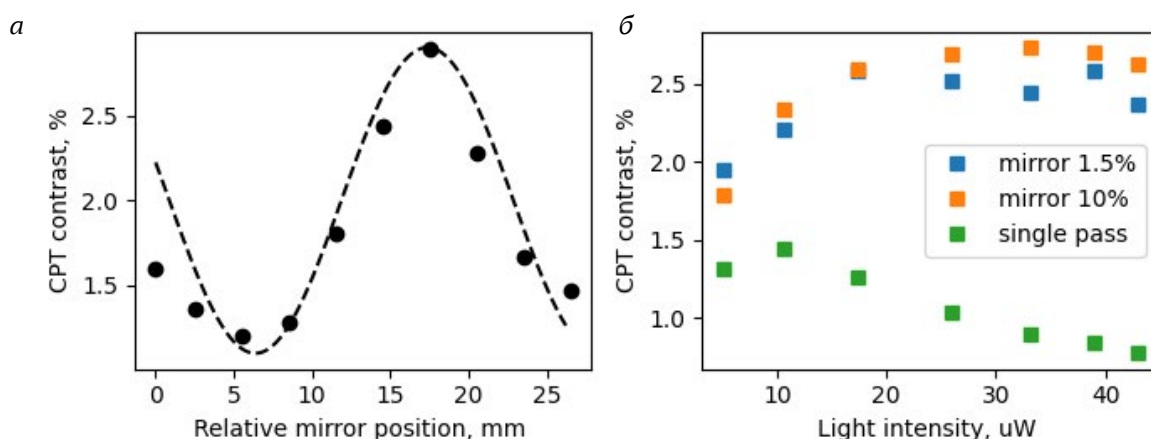


Рис. 2. Результаты измерений контраста резонанса КПН: а — в зависимости от положения зеркала; б — в зависимости от мощности излучения в разных условиях

Измерения показали, что воздействие встречной волны приводит к увеличению контраста резонанса, при этом эффект зависит от мощности излучения. Результаты представлены на рис. 2, б. Из графика видно, что использование двухпроходной схемы позволяет увеличить контраст резонанса в 2–4 раза в зависимости от мощности. Кроме того, оптимальная мощность, при которой достигается наибольший контраст, также увеличивается. Для однопроходной схемы наибольший контраст был зафиксирован при мощности 10 мкВт, в то время как для двухпроходной схемы оптимальная мощность находится в диапазоне 30–40 мкВт.

Включение петли обратной связи для стабилизации частоты по пику резонанса показало, что использование двухпроходной схемы позволяет улучшить стабильность часов до 1,5 раза и достигнуть уровня $4,5 \times 10^{-11}/t^{1/2}$.

Список литературы

1. Taichenachev A. V. et. al. High-contrast dark resonances on the D1 line of alkali metals in the field of counterpropagating waves // J. Exp. Theor. Phys. Lett. 2004. Vol. 80(4). P. 236–240.
- Liu X. et.al. High contrast dark resonances in a cold-atom clock probed with counterpropagating circularly polarized beams // Appl. Phys. Lett. Vol. 111(22). P. 1–6.

ОПТОАКУСТИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ВОЛОКОННОМ ЛАЗЕРЕ С ГАРМОНИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД*

✉ В. А. Рибенек¹, Д. А. Коробко¹, А. А. Фотиади^{1,2}, П. А. Итрин¹

¹ Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

² Физико-технический институт имени А. Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

✉ ribl98@mail.ru

На сегодняшний день лазерные источники высокочастотных импульсных последовательностей становятся все более актуальны для применения в широком ряду приложений современной фотоники, в частности, в задачах оптической связи, спектроскопии, метрологии, высокоточной обработки и т. д. Волоконные солитонные лазеры с пассивной синхронизацией мод наиболее привлекательны для подобных приложений благодаря сочетанию таких своих свойств, как субпикосекундная импульсная генерация, возможность подстройки длины волны, простота конструкции и надежность в эксплуатации. Так как фундаментальная частота следования импульсов (ЧСИ) стандартного волоконного лазера не превышает десятков МГц, для получения ГГц импульсных последовательностей применяется методика гармонической синхронизации мод (ГСМ) [1]. Однако существенным недостатком ГСМ-лазеров являются значительные шумовые отклонения амплитуды импульса и межимпульсного расстояния от среднего значения — амплитудный и временной джиттер [2].

Предметом работы является исследование возможной стабилизации высокочастотной последовательности импульсов ГСМ-лазера (10 ГГц и выше) при помощи оптоакустического эффекта. Для исследования данного вопроса нами рассмотрена стандартная схема кольцевого волоконного лазера солитонного типа с синхронизацией мод на основе нелинейного вращения поляризации (НВП) (рис. 1, а). Общая длина резонатора составляет ~15 м и соответствует фундаментальной частоте $f_0 = 13$ МГц. Лазер накачивается двумя диодами с длиной волны 980 нм, каждый из которых обладает максимальной мощностью 550 мВт. При достижении накачки уровня ~80 мВт и корректной настройке контроллеров поляризации в лазере происходит син-

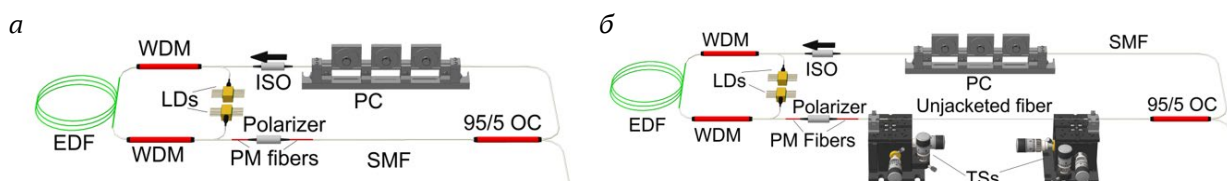


Рис. 1. Экспериментальная схема кольцевого волоконного лазера (а): EDF — волокно, легированное Er; WDM — мультиплексор с разделением по длине волны; LD — диод накачки, SMF — одномодовое волокно; PM fiber — волокно с сохранением поляризации; ISO — волоконный изолятор; OC — волоконный ответвитель; PC — контроллер поляризации; вариант схемы, включающий отрезок натянутого волокна (б)

* Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проект № 075-15-2021-581) и Российским научным фондом (проект № 23-79-30017).

© В. А. Рибенек, Д. А. Коробко, А. А. Фотиади, П. А. Итрин, 2023

хронизация мод на фундаментальной частоте. При повышении накачки лазер переходит в режим многоимпульсной генерации с частотой следования импульсов, кратной фундаментальной. Повышение уровня накачки приводит к увеличению ЧСИ. Максимальное значение ЧСИ в данной конфигурации достигало 7 ГГц.

В продолжение эксперимента часть волоконного резонатора длиной ~ 1 м была зачищена от оболочки и при помощи держателей закреплена на координатных столиках, растягивающих волокно на несколько миллиметров (рис. 1, б). Такая конструкция позволяет осуществить подстройку частоты одной из акустических мод к гармонике фундаментальной частоты. В данном случае наиболее подходящей оказалась мода TR_{29} с частотой 198,79 МГц, близкая к 15 гармонике $f_0: f_{res} = 15 f_0 \approx 199$ МГц. Точные значения частот для акустических мод были определены с помощью спектров компонент GAWBS (guided acoustic-wave Brillouin scattering) [3], измеренных нами для волокна SMF28 ULL.

Эксперименты показали, что после проведения описанной выше подстройки гармоническая синхронизация мод реализуется только для ЧСИ, кратных резонансной частоте, при этом происходит значительное снижение супермодового шума (рис. 2, а) и повышение максимальной ЧСИ до 12 ГГц (рис. 2, б).

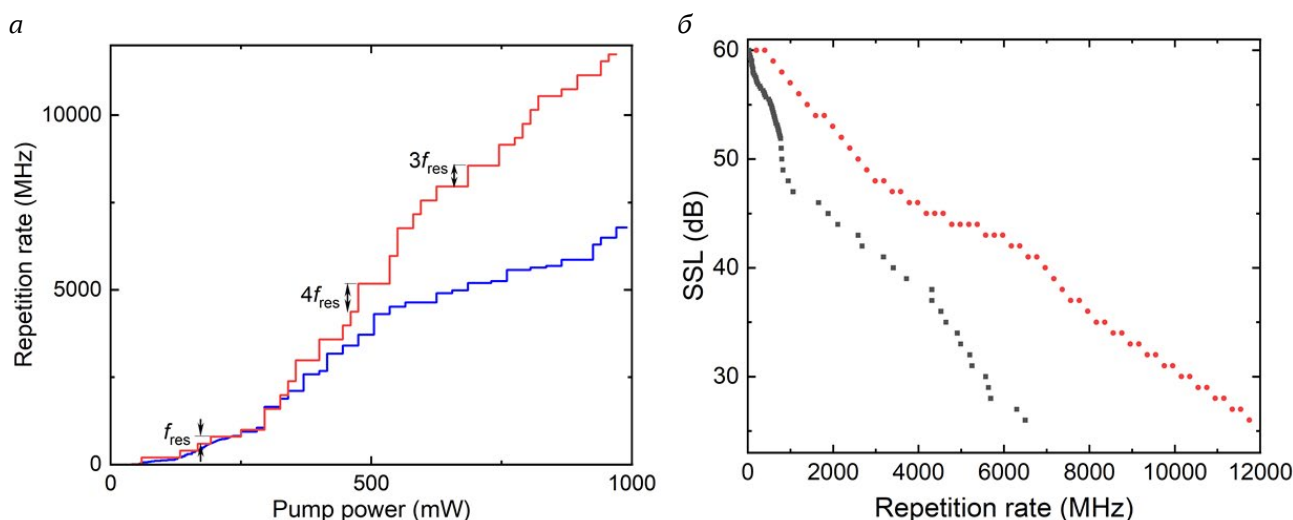


Рис. 2. Зависимость ЧСИ (синяя линия) кольцевого волоконного лазера в режиме ГСМ при повышении мощности накачки, красная линия — та же зависимость для кольцевого волоконного лазера с участком натянутого волокна (а). Изменение уровня супермодового шума в зависимости от ЧСИ. Черные символы — лазер без подстройки частоты акустической моды, красные — лазер с отрезком натянутого волокна (б)

Таким образом, искусственно реализуя резонанс между одной из высших акустических мод волокна и частотой, кратной фундаментальной частоте резонатора, возможно использовать совместное действие оптоакустического резонансного процесса с межимпульсным отталкиванием, добиться значительного повышения максимальной частоты следования и существенно снизить супермодовый шум в ГСМ-лазере. Как мы полагаем, эти наблюдения позволяют в значительной мере углубить понимание физики процессов, происходящих в волоконных лазерах с синхронизацией мод.

Список литературы

1. Grudinin A. B., Gray S. Passive harmonic mode locking in soliton fiber lasers // JOSA B. 1997. Vol. 14(1). P. 144–154.
2. Gray S. Femtosecond harmonically mode-locked fiber laser with time jitter below 1 ps // Opt. lett. 1995. Vol. 20 (2). P. 189–191.
3. Yaman F., Nakamura K., Mateo E. et al. Guided acoustic Brillouin scattering measurements in optical communication fibers // Optics Express. 2021. Vol. 29(11). P. 17628–17668.

ТЕРАГЕРЦОВЫЙ НАНОАНТЕННЫЙ СЕНСОР МАРКЕРА ГЛИОМЫ L-2-ГИДРОКСИГЛУТАРАТА *

✉ А. А. Рыбак^{1,2}, С. А. Кузнецов^{1,3}, М. Р. Конникова^{4,5},
Д. Е. Уткин^{1,3}, Н. А. Николаев^{1,2,6}, О. П. Черкасова^{2,5,6}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

²Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

³Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, Новосибирск, Россия

⁴Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵Институт проблем лазерных и информационных технологий РАН — филиал ФГУ ФНИЦ
«Кристаллография и фотоника» РАН, Шатура, Московская обл., Россия

⁶Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

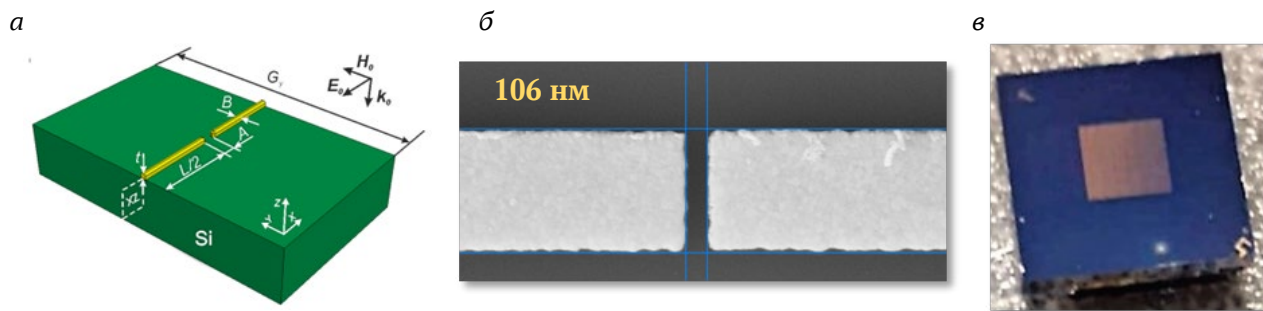
✉ a.rybak1@g.nsu.ru

L-2-гидроксиглутарат (L-2HG) является одним из молекулярных биомаркеров глиом [1], относительное содержание которого отличает глиому от острого миелогенного лейкоза. Мутации фермента изоцитратдегидрогеназы (ИДГ) вызывают накопление D- и L-энантиомеров 2HG на уровне в 10–100 раз выше, чем в опухолях ИДГ дикого типа или здоровых тканях. Выявление и разделение энантиомеров возможно с помощью дорогостоящей сложной продолжительной процедуры, включающей хиральную дериватизацию в сочетании с жидкостной хроматографией и масс-спектрометрией [2]. В связи с этим поиск более доступных и быстрых методов обнаружения данных маркеров до сих пор является актуальной задачей.

Недавно было показано, что L- и D-энантиомерам 2HG соответствуют различные спектры поглощения в терагерцовой (ТГц) области спектра, в отличие от инфракрасного диапазона [3]. Ранее нами были продемонстрированы численные результаты оптимизации дизайна сенсора L-2HG с резонансной частотой 137 ТГц, основанного на массиве золотых линейных антенн с нанозазором (наноантенн), расположенных на кремниевой подложке [4]. В данной работе мы представляем результаты характеристики сенсора, изготовленного с использованием электронно-лучевой литографии, и изучение его спектрального отклика при взаимодействии с энантиомерами 2HG.

Сенсор на основе массивов наноантенн предложенной конфигурации был численно исследован в программном пакете ANSYS Electromagnetics Suite R19 с использованием режима портов Флоке и периодических граничных условий, примененных к элементарной ячейке дизайна сенсора. Наноантенны представляют собой сильно вытянутые в направлении x золотые (Au) линейные стержни, регулярно расположенные на поверхности кремниевой пластины с однородным верхним слоем SiO_2 . Толщина Au t и расстояние A между наноантеннами были зафиксированы как 50 нм и 100 нм соответственно. Толщина SiO_2 h_{SiO_2} – 100 нм. Геометрия массива золотых наноантенн показана на рисунке (а, б).

* Работа выполняется в рамках госзадания ИАиЭ СО РАН и частично поддержана грантами РФФИ, проекты № 19-52-55004 и № 20-32-90137. Авторы благодарны Центрам коллективного пользования «НАНОСТРУКТУРЫ» ИФП СО РАН, «ВТАН» НГУ и «Спектроскопия и оптика» ИАиЭ СО РАН за предоставленное технологическое и научное оборудование.



Дизайн (а), нанофотография зазора А (б) и фото изготовленного сенсора (в).

$A = 106$ нм, $B = 630$ нм, $L = 40620$ нм

Спектр изготовленного сенсора измерялся на импульсном терагерцовом спектрометре, описанном в работе [5]. Сенсор был расположен в перетяжке между линзами с фокусным расстоянием 100 мм на диафрагме диаметром 3 мм, соответствующей размеру рабочей области сенсора (золотой квадрат на рисунке в). Спектр массива НА сенсора определялся как отношение спектров пропускания всего образца для излучения с поляризацией параллельной и перпендикулярной направлению Au полос. L-2HG и D-2HG (Sigma-Aldrich) растворялись в деионизированной воде в концентрации 0,5 и 1 нг/мкл. Далее, по 2 мкл раствора наносилось на поверхность сенсора и выжидалось время до полного высыхания раствора.

Сенсор с резонансной частотой 137 ТГц был протестирован с различным количеством (0–11 нг) L-2HG. Заметных сдвигов резонансной частоты по сравнению с чистым сенсором не выявлено, однако было обнаружено уменьшение его резонансного поглощения. Затем сенсор очищали и тестировали на тех же количествах D-2HG. В докладе обсуждаются механизмы терагерцового спектрального отклика массива НА и возможность селективного определения L-2HG.

Список литературы

1. Cherkasova O., Peng Y., Konnikova M. et al. Diagnosis of Glioma Molecular Markers by Terahertz Technologies // Photonics. 2021. Vol. 8 (1). P. 22.
2. Cheng Q. Y., Xiong J., Huang W. et al. Sensitive Determination of Onco-metabolites of D- and L-2-hydroxyglutarate Enantiomers by Chiral Derivatization Combined with Liquid Chromatography/Mass Spectrometry Analysis // Sci. Rep. 2015. Vol. 5. P. 15217.
3. Chen W., Peng Y., Jiang X. et al. Isomers Identification of 2-hydroxyglutarate acid disodium salt (2HG) by Terahertz Time-domain Spectroscopy // Sci. Rep. 2017. Vol. 7. P. 12166.
4. Kuznetsov S., Nikolaev N., Utkin D. et al. Terahertz Nanoantenna Sensors for Detection of 2-Hydroxyglutarate Isomers in Biological Samples // 46th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves, 2021.
5. Nikolaev N., Mamrashev A., Cherkasova O. The difference in terahertz dielectric properties of DNA solutions in water and ethanol // Proc. SPIE11582, 115820L (2020).

ПРИМЕНЕНИЕ РЕКУРРЕНТНОЙ НЕЙРОННОЙ СЕТИ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИНАМИКИ УЛЬТРАКОРОТКИХ ОПТИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ *

✉ К. П. Сараева, А. Е. Беднякова

Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

✉ k.saraeva@g.nsu.ru

Волоконные лазеры с ультракороткими импульсами имеют ряд практических преимуществ: компактность, эффективность, простота использования. Однако высокая пиковая мощность в волоконном лазерном резонаторе приводит к большому нелинейному набегу фазы и деградации качества импульса. Для повышения энергии импульсов применяются волоконные усилители, основанные на технике усиления чирпованных импульсов. В работе [1] был продемонстрирован новый режим усиления несимметричных импульсов с «управляемой нелинейностью», отличающийся динамически изменяющимся спектральным профилем усиления. Этот режим определяет генерацию импульса в симметричных плечах осциллятора Мамышева [2], позволяя получать рекордные пиковые мощности. Во время усиления импульс становится несимметричным, при этом мгновенная частота импульса близка к линейной, а ширина спектра значительно превосходит ширину полосы усиления. Для анализа данного режима усиления несимметричных импульсов с помощью численного моделирования требуется учитывать множество физических эффектов, влияющих на динамику импульса в активном световоде, таких как нелинейный эффект Керра, вынужденное комбинационное рассеяние и насыщение усиления на основе скоростных уравнений иттербия.

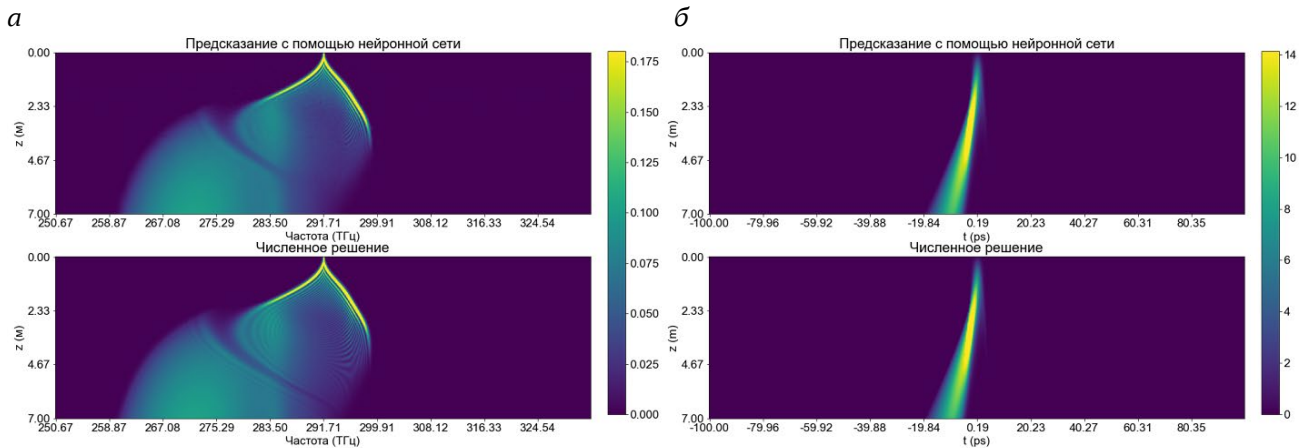
Однако такое моделирование является очень сложным и времязатратным, что существенно ограничивает возможности его применения в экспериментальных приложениях. Применение нейросетей в данной задаче позволяет устранить данное ограничение за счет значительного снижения количества численных операций. Другим преимуществом данного подхода по сравнению с классическим численным моделированием является возможность обобщения информации, что позволяет получать решения для неидеальных и зашумленных экспериментальных данных, когда точный учет всех факторов, определяющих ход эксперимента, невозможен. В большинстве работ, использующих методы глубокого обучения в задачах волоконной оптики, применяются архитектуры на основе линейных персептронов, которые не учитывают временной контекст и подходят только для задач классификации или предсказания выходного профиля импульса [3, 4]. Задача предсказания динамики распространения импульса по волокну схожа с задачей предсказания временных рядов, которая может быть решена с помощью применения рекуррентных нейронных сетей [5]. Рекуррентные нейронные сети имеют внутреннюю память, что позволяет им эффективно использовать предыдущие шаги эволюции для предсказания следующего.

В данной работе мы представляем результаты применения рекуррентной физически информированной нейронной сети для предсказания нелинейной эволюции спектральной и временной интенсивности импульса вдоль активного световода. Показано, что нейросеть, обученная на ре-

* Работа выполнена при поддержке РНФ (грант № 17-72-30006).

© К. П. Сараева, А. Е. Беднякова, 2023

зультатах численного моделирования, может успешно моделировать сложную динамику «нелинейного аттрактора» в волоконном усилителе с высокой точностью и скоростью. Нам удалось воспроизвести и улучшить результат, опубликованный в работе [4], используя более современную архитектуру и методы глубокого обучения. Отличительной особенностью нашей работы является то, что мы впервые применили методы глубокого обучения для предсказания нелинейного усиления с динамически изменяющимся профилем в активных световодах, в то время как все предыдущие работы ограничивались исследованием динамики в пассивных световодах.



Сравнение предсказания нейронной сети и численного моделирования.

Предсказание получено на 7 метрах по начальной эволюции на расстоянии 0,4 метра (с шагом вдоль $z \sim 0,04$ м): эволюция спектральной (а) и временной (б) мощностей (отн. ед.) стартового гауссова импульса $P_0 = 600$ Вт, $T_0 = 25$ пс

Мы демонстрируем возможность предсказания эволюции интенсивности на расстояниях более 7 м в широкой области параметров входного импульса, как показано на рисунке. Относительная среднеквадратичная ошибка предсказания 140 профилей интенсивности на расстояние 7 м составила менее 0,1 для данных, не участвующих в обучении. В работе также проведена оценка количества вычислительных операций и выигрыша по времени, полученном при использовании нейросети в сравнении с численным моделированием. Построены карты ошибок в области варьируемых параметров. Кроме того, исследована возможность предсказания эволюции по одному начальному профилю интенсивности, подаваемому на вход нейросети (*cold start*).

Список литературы

1. Sidorenko P., Fu W., Wise F. Nonlinear ultrafast fiber amplifiers beyond the gain-narrowing limit // Optica. 2019. Vol. 6.10.
2. Chen Yi-Hao et al. Starting dynamics of a linear-cavity femtosecond Mamyshev oscillator // JOSA B. 2021. Vol. 38.3.
3. Boscolo S., Dudley J.M., Finot C. Modelling self-similar parabolic pulses in optical fibres with a neural network // Results in Optics. 2021. Vol. 3.
4. Stanfield M. et al. Real-time reconstruction of high energy, ultrafast laser pulses using deep learning // Scientific reports. 2022. Vol. 12.1.
5. Lauri S. et al. Predicting ultrafast nonlinear dynamics in fibre optics with a recurrent neural network // Nature machine intelligence. 2021. Vol. 3.4.

ВЛИЯНИЕ ШУМОВ НА ПРОЦЕСС РЕКОНСТРУКЦИИ МНОГОМОДОВОГО ПУЧКА МЕТОДОМ МОДОВОЙ ДЕКОМПОЗИЦИИ *

✉ К. В. Серебренников¹, М. Д. Гервазиев^{1,2},
А. Ю. Кохановский³, М. К. Неваев⁴, Д. С. Харенко^{1,2}

¹ Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

² Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

³ Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

⁴ ЗАО «ЦФТ», Санкт-Петербург, Россия

✉ k.serebrennikov@g.nsu.ru

Современным трендом в волоконной оптике, несомненно, является переход на многомодовые волокна. Это обусловлено как их возможностью передавать излучение с гораздо более высокой мощностью, так и открытием множества новых нелинейных эффектов, таких как керровская [1] и рамановская [2] чистки пучка, генерация суперконтинуума с импульсами высокой пиковой мощности [3] и пр. Одним из многообещающих методов анализа излучения в многомодовых волокнах является метод модовой декомпозиции (МД). Полученные методом МД данные могут быть использованы при исследовании модового состава излучения, механизмов межмодового взаимодействия или нелинейных эффектов в оптических волокнах.

Одна из реализаций МД основывается на применении корреляционного фильтра (КФ) с помощью пространственного модулятора света [4]. Метод КФ доказал свою состоятельность в исследованиях нелинейных эффектов в многомодовом волокне. Особый интерес представляет поведение относительных фаз мод, однако точность их восстановления, как было показано ранее [4], значительно хуже, чем амплитуд. При этом влияние таких факторов, как уровень шумов на матрице регистрирующей камеры, до сих пор остается неисследованным, хотя данная задача является актуальной ввиду большого потенциала самого метода МД.

Мы исследуем влияние уровня оптического шума на работу алгоритма МД. С использованием численной модели нами был сгенерирован пучок без шума. Далее в процессе работы алгоритма МД мы выполнили реконструкцию пучка с добавлением различного уровня шумов.

В процессе обработки пучков нами была использована метрика для оценки подобия между исходным и восстановленным пучком. В качестве данной метрики мы применили дивергенцию Йенсена — Шеннона, так как она давала лучший результат на модельных данных по сравнению с общепринятым вычислением корреляции (скалярного произведения) между изображениями. Один из этапов работы алгоритма МД требует точного определения центра первого дифракционного максимума пучка. Поэтому в процессе работы мы исследовали зависимость качества восстановления от отстройки по обеим координатам (рис. 1, а). Результат с наименьшей метрикой соответствует наиболее удачно восстановленному пучку. Как видно на рисунке, минимум метрики соответствует отступу (0,0), что совпадает с модельными параметрами.

* Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РНФ (№ 17-72-30006-П).

© К. В. Серебренников, М. Д. Гервазиев, А. Ю. Кохановский, М. К. Неваев, Д. С. Харенко, 2023

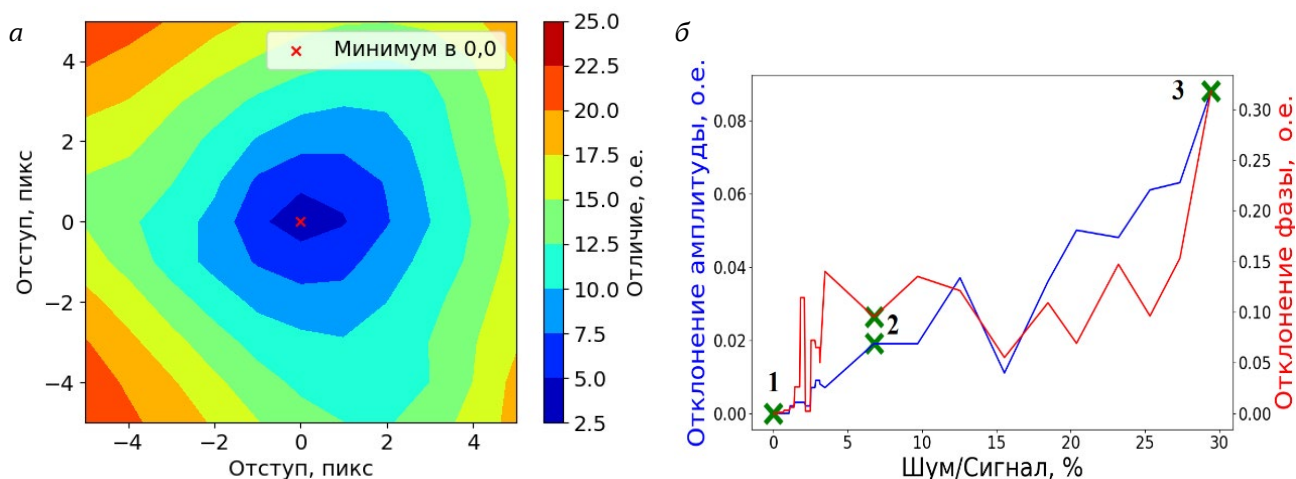


Рис. 1. Карта метрики подобия пучка для данных без шума (а); зависимость точности восстановления амплитуды и фазы от шума (б)

МД предоставляет нам данные об амплитудах и фазах мод, из которых состоит излучение, а наличие шума в исходных данных приводит к их неточному восстановлению. Для измерения точности восстановления амплитуд и фаз мы использовали скалярное произведение: $M = 1 - \sum_i (a_i \cdot b_i)$, где M — значение метрики, a_i , b_i — амплитуды / фазы одной из мод в исходном и восстановленном пучке. Суммирование выполняется по всем модам пучка. Как видно на графиках (рис. 1, б), повышение уровня шума увеличивает отклонение восстановленных амплитуд и фаз от исходных. Зеленые маркеры (1, 2, 3) на рис. 1, б соответствуют пучкам, представленным на рис. 2 (а, б, в).

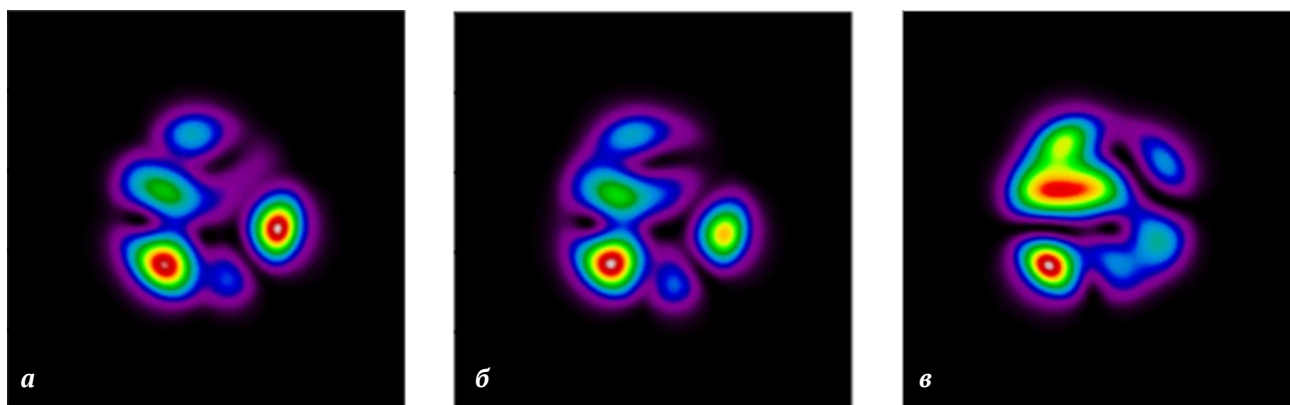


Рис. 2. Восстановленные пучки для уровня шума: а — 0 %; б — 7 %; в — 29 %

В рамках данного эксперимента был определен приемлемый уровень шума, который не приводит к серьезным изменениям пучка. Он составил 7 % от максимальной интенсивности пучка (см. рис. 2, б). Также на рис. 2, в представлен плохо восстановленный пучок, соответствующий уровню шума 29 %.

Таким образом, в данной работе нами было продемонстрировано, что шум оказывает влияние на результат работы метода модовой декомпозиции, и было определено пороговое значение шума порядка 7 %, при котором полученный результат является приемлемым.

Список литературы

1. Krupa K. et al. Spatial beam self-cleaning in multimode fibres // Nat. Photonics. 2017. Vol. 11. P. 237–241.
2. Zlobina E. A. et al. Generating high-quality beam in a multimode LD-pumped all-fiber Raman laser // Opt. Express. 2017. Vol. 25. P. 12581.
3. Eftekhar M. A. et al. Versatile supercontinuum generation in parabolic multimode optical fibers // Opt. Express. 2017. Vol. 25. P. 9078.
4. Gervaziev M. D. et al. Mode decomposition of multimode optical fiber beams by phase-only spatial light modulator // Laser Phys. Lett. 2021. Vol. 18. P. 015101.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МОД ШЕПЧУЩЕЙ ГАЛЕРЕИ В МИКРОСФЕРИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С ТОНКОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПЛЕНКОЙ*

✉ В. А. Симонов, В. С. Терентьев

Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

✉ simonovva@iae.sbras.ru

Сферические микрорезонаторы являются интерференционными многолучевыми устройствами, которые имеют достаточно высокие характеристики по степени фильтрации и нелинейного преобразования излучения, поэтому исследование и применение сферических резонаторов активно развивается в последнее время. Одним из существенных недостатков такого типа микрорезонаторов является наличие очень большого количества возбуждаемых, определяемых тремя индексами состояний lmq (l — полярный индекс, m — азимутальный индекс и q — радиальный индекс) и еще два поляризационных состояния. Для кварцевой сферы радиусом 160 мкм общее число может достигать $> 10^7$ [1].

В работе предложен и исследован с помощью численного моделирования новый метод селекции радиальных мод сферического резонатора по добротности, основанный на эффекте поглощения в тонкой металлической пленке, нанесенной на сферу вместе с диэлектрическим слоем. Суть метода состоит в размещении металлической пленки в узле стоячей электромагнитной волны, где потери будут минимальны. При этом толщина пленки должна быть много меньше длины волны ($< \lambda / 20$). Для других мод, узел которых пространственно не совпадает с положением пленки, она будет приводить к существенным потерям. Так как радиальные моды сферических резонаторов имеют минимумы в радиальном направлении, это оказывается удобным для селекции по добротности. Демонстрация метода проведена на примере селекции второй и третьей радиальных мод $TE_{l,l,q}$, $l = 455$, $q = 2, 3$ в кварцевой микросфере радиусом 160 мкм с никелевой пленкой толщиной 5 нм. Ранее данный метод применялся для селекции мод в резонаторах типа Фабри — Перо [2].

На рис. 1 показана расчетная геометрия модели: в двумерном осесимметричном режиме ось симметрии $r = 0$, в плоскости $z = 0$ добавлено граничное условие идеального электрического проводника (*Perfect Electric Conductor*) для выделения только $TE_{l,l,q}$ -поляризованных мод и уменьшения расчетной области. Радиус сферы из плавленого кварца $a = 80$ мкм. За пределами сферы находится воздух $n_{air} = 1$. В направлениях $+z$ и $+r$ помещены идеально согласованные слои (*Perfectly Matched Layer, PML*) для подавления отражения от границ. Для примера толщина пленки никеля взята 5 нм с точки зрения доступности технологического изготовления методом вакуумного напыления и внесения небольших потерь для селектируемой моды.

Как видно на рис. 2, добротности значительно падают для индексов, отличных от селектируемой моды во всех трех случаях. Селектируемая мода может иметь сравнительно высокую добротность ($Q \sim 10^7$), а остальные радиальные моды существенно подавляются ($Q \sim 10^3$).

* Работа выполнена в рамках темы госзадания Института автоматики и электрометрии СО РАН «Физические основы лазерных и сенсорных систем с использованием структурированных волоконных световодов и микрорезонаторов» (№ гос. рег. 121030500067-5). Использован вычислительный комплекс с лицензированным ПО COMSOL ЦКП «Спектроскопия и оптика» (ИАиЭ СО РАН).

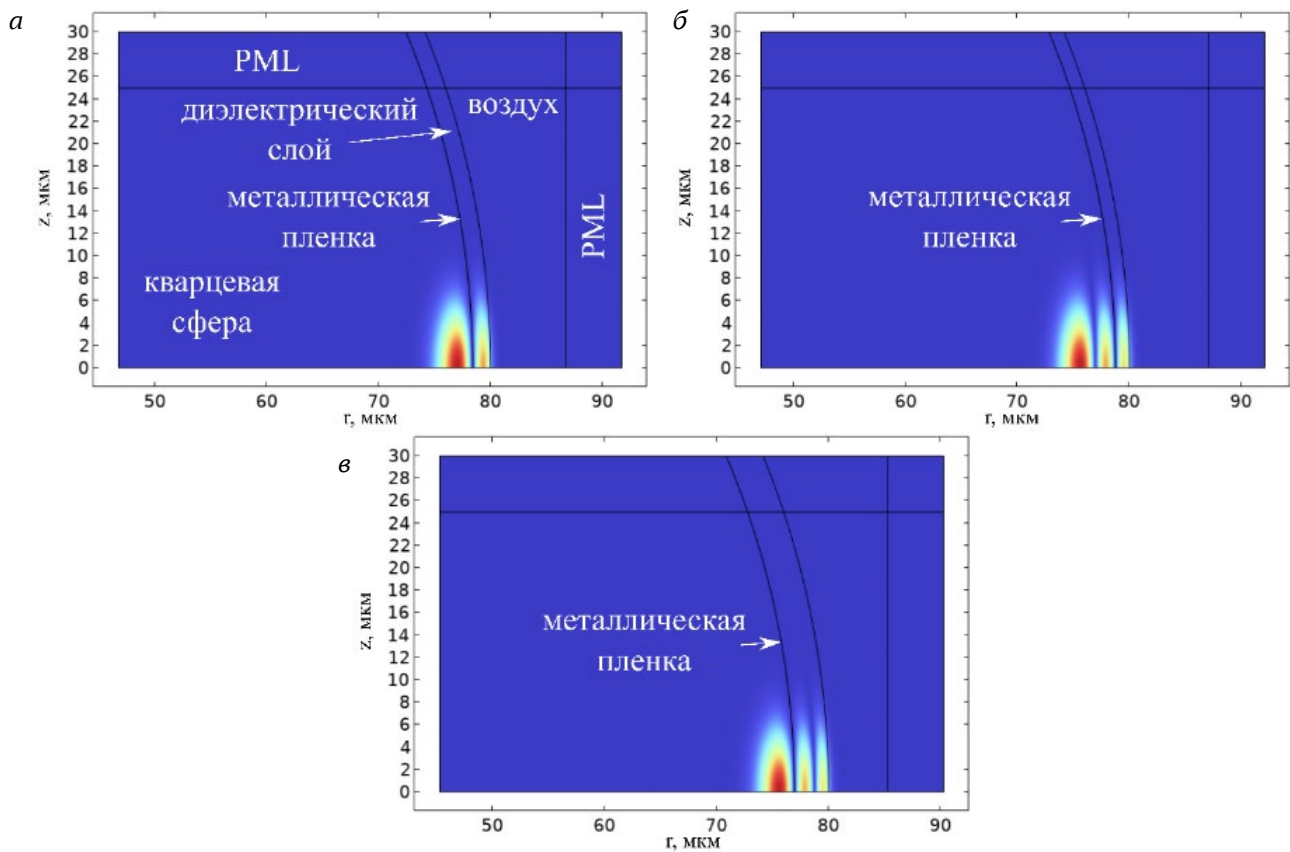


Рис. 1. Расчетная геометрия и распределение поля моды с $q=2$ (а); распределение поля моды с $q=3$ для случая размещения пленки в первом нуле (б) и во втором нуле (в)

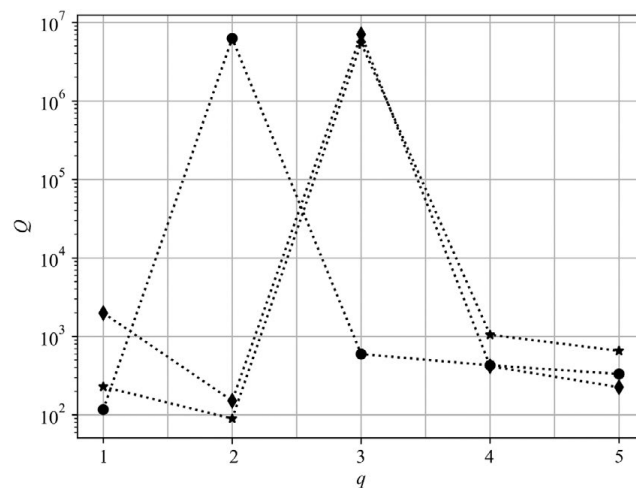


Рис. 2. Зависимость добротности мод с разными q для случая размещения пленки в нуле второй моды (круги), в первом нуле третьей моды (звезды) и во втором нуле третьей моды (ромбы)

Проведенное моделирование показывает возможность селекции по добротности радиальных мод в кварцевой микросфере за счет эффекта поглощения в тонкой металлической пленке, что позволит снизить число возбуждаемых в резонаторе мод. Данный метод потенциально можно применить для селекции мод и в других типах резонаторов с аксиальной симметрией, например цилиндрических.

Список литературы

1. Городецкий М. Л. Оптические микрорезонаторы с гигантской добротностью. М.: Физматлит, 2011.
2. Terentyev V. S., Simonov V. A., Babin S. A. Fiber-based multiple-beam reflection interferometer for single-longitudinal-mode generation in fiber laser based on semiconductor optical amplifier // Laser Phys. Lett. 2017. Vol. 14. P. 25103.

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ ЭКСИТОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ В ПЛАНАРНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ КВАНТОВЫМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ В УСЛОВИЯХ КЕРРОВСКОЙ ФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИИ

✉ И. А. Терещенко, О. В. Тихонова

¹ *Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*

² *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия*

✉ tereshchenko.ia19@physics.msu.ru

Исследование динамики экситонных возбуждений в наноструктурных средах является важным научным направлением, представляющим большой интерес как с фундаментальной, так и с практической точки зрения. В таких наномасштабных объектах за счет пространственного квантования возникают новые физические эффекты. В настоящее время локализованные в твердых телах экситонные возбуждения являются хорошими кандидатами для кодирования квантовой информации. Управление свойствами таких систем, а также их использование для развития наноэлектроники может быть реализовано за счет воздействия электромагнитных полей, включая квантовые. Взаимовлияние полевой и электронной степеней свободы, возникающее в этом случае, может приводить к целому ряду новых физических эффектов, не имеющих аналогов в случае воздействия классических полей. Анализ гибридных электронно-фотонных систем с возможностью обмена квантовыми корреляциями открывает новые возможности для создания квантового интерфейса, крайне востребованного для разработки квантово-информационных технологий. Экспериментальные исследования таких систем уже ведутся [1], однако теоретические подходы разработаны крайне мало, хотя и очень востребованы. Отдельную проблему представляет учет нелинейности для поля, возникающей в твердотельных системах и оказывающей существенное влияние на процессы возбуждения.

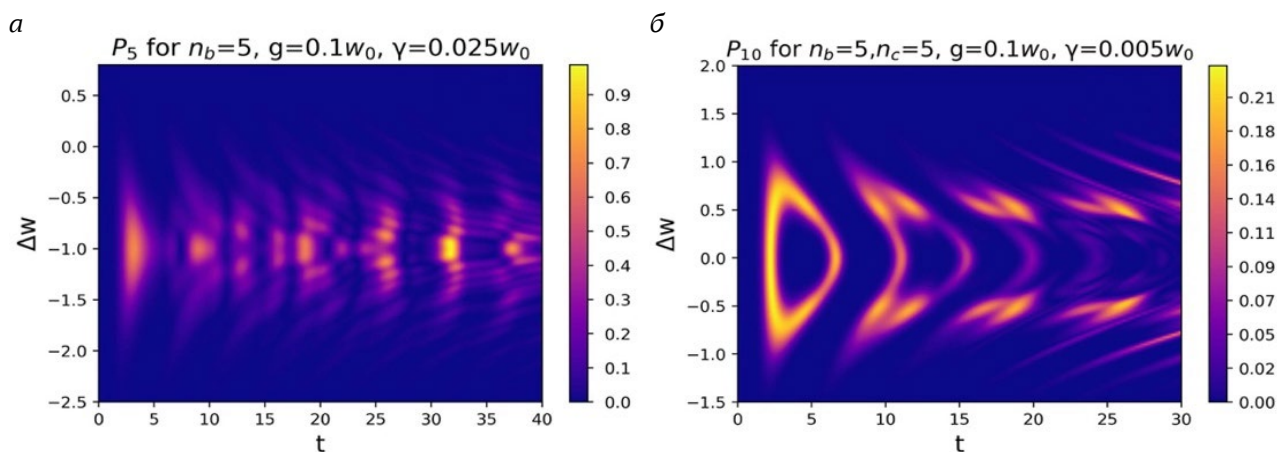
Представленный в данной работе теоретический подход описывает динамику экситонных возбуждений, индуцированных в твердотельной наноструктуре неклассическим электромагнитным полем в условиях нелинейной Керровской фазовой модуляции. Формирование экситонов рассмотрено в модели лестничных бозонных операторов [2]. Взаимодействие с модами электромагнитного поля исследуется в рамках решения нестационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \hbar\omega_0 \hat{a}^+ \hat{a} + \hbar(\omega_0 + \Delta\omega) \hat{b}^+ \hat{b} + \hbar g / 2 (\hat{a}^+ \hat{b} + \hat{b}^+ \hat{a}) + \hbar(\omega_0 - \Delta\omega) \hat{c}^+ \hat{c} + \\ & + \hbar g / 2 (\hat{a}^+ \hat{c} + \hat{c}^+ \hat{a}) + \hbar \sum_{i=1,2} \hat{n}_i (\hat{n}_i - 1) + \hbar \gamma \hat{n}_1 \hat{n}_2. \end{aligned}$$

В данной работе исследовано влияние фазовой самомодуляции при взаимодействии с одномодовым полем, а также перекрестной фазовой модуляции при взаимодействии наносистемы с двумя спектральными компонентами квантового поля.

В результате учета фазовой самомодуляции продемонстрировано наличие более богатой динамики возбуждения. Показано, что различные экситонные каналы характеризуются разной временной модуляцией, что позволяет разделять каналы возбуждения по времени. Обнаруже-

но существование нескольких режимов динамики возбуждения в зависимости от соотношения нелинейности и силы взаимодействия поля с электронной подсистемой. Так, при малой нелинейности наблюдается хорошая заселенность верхних каналов, динамика аналогична осцилляциям Раби, в случае же большой нелинейности верхние каналы оказываются сильно подавлены. Тем не менее обнаружена возможность усиления возбуждения за счет нелинейности. Найдены оптимальные значения параметра нелинейности γ , при которых возбуждение соответствующего канала оказывается максимальным, что является новым и важным результатом. Продемонстрировано управление различными каналами возбуждения, а также возможность подавления одного или другого канала за счет варьирования частотной отстройки, что является крайне перспективным для различных практических приложений. Для каждого канала обнаружена оптимальная отстройка, при которой его возбуждение максимально, и получена аналитическая формула для ее значения. Еще в большей степени данный эффект проявляется в случае двухмодового поля при учете перекрестной фазовой модуляции, что продемонстрировано на рисунке.



2D-распределение вероятности экситонного возбуждения наивысшего канала в зависимости от $\Delta\omega$ и времени в случае воздействия: *а* — одномодового поля с учетом фазовой самомодуляции и *б* — двухмодового поля с учетом перекрестной фазовой модуляции

Обнаружен эффект переноса фотонной статистики и неклассических свойств от полевой подсистемы к твердотельной и продемонстрировано формирование неклассических когерентных или сжатых экситонных состояний электронной подсистемы, что является основой для разработки квантовых информационных технологий. Также было рассмотрено воздействие поля в состоянии перепутанного двухмодового сжатого вакуума и продемонстрировано, что наличие корреляций фотонов стимулируют процессы поглощения определенного числа квантов из каждой полевой моды. Обнаружен эффект усиления четных каналов экситонного возбуждения за счет корреляций фотонов в полевых модах друг с другом.

Список литературы

1. Kasprzak J., Reitzenstein S., Muljarov E.A. et al. Up on the Jaynes-Cummings ladder of a quantum dot/microcavity system // Nature Materials. 2010. Vol. 9. P. 304–308.
2. Sete E.A., Eleuch H. Interaction of a quantum well with squeezed light: Quantum statistical properties // Phys. Rev. A. 2010. Vol. 82. P. 04310.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РЕЖИМОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДА ПОШАГОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ (МПР) В ВОЛОКОННЫХ СВЕТОВОДАХ*

✉ Г. В. Тертышникова, Д. Г. Санников

Ульяновский государственный университет, Ульяновск, Россия

✉ tertyshnikovag@mail.ru

В настоящее время создаются волоконно-оптические системы (например, кольцевые резонаторы с синхронизацией мод [1], волоконные компрессоры, дающие ультракороткие импульсы [2] и т. д.), в которых распространяются и взаимодействуют импульсы различной начальной формы. Распространение ультракоротких импульсов в одномодовых волоконных световодах обычно описывается с помощью обобщенного нелинейного уравнения Шрёдингера [3]. Для его решения широко используется метод пошагового расщепления (МПР) Фурье (*SSFM — split step Fourier method*) [4]. При этом обычно используются простые (*coarse*) и улучшенные (*precise*) схемы 2-го порядка точности по h с постоянным / переменным шагом (*constant / variable step*) и т. д. [5]. При (входной) длительности импульсов $T_0 \geq 0,1$ пс уравнение распространения импульса имеет вид

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -i \frac{\alpha}{2} A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A. \quad (1)$$

Здесь $A[\sqrt{\text{Вт}}]$ — медленноменяющаяся огибающая напряженности электрического поля волны, α — коэффициент поглощения [м^{-1}]; β_2 — дисперсия групповых скоростей (ДГС) [$\text{с}^2/\text{м}$]; $T = t - z / v_g$ — время [с], измеряемое в «бегущей» системе отсчета, движущиеся с групповой скоростью импульса v_g ; γ — нелинейный коэффициент [$\text{Вт}^{-1} \times \text{м}^{-1}$].

В настоящей работе изучается использование МПР для моделирования распространения импульсов разной формы в различных волокнах с учетом нелинейности и дисперсии. С помощью оригинальной программы (на языке Mathematica) были произведены расчеты по схеме «coarse; constant step», в ходе которых подбирались шаги разбиения по координате и времени (h и n соответственно). На рис. 1 приводятся временные зависимости амплитуды электрического поля для разных импульсов на выходе кварцевого волокна длиной ($z = 1000$ м) с учетом нелинейности и потерь. Выбор параметров и сопоставление решений по МПР с «эталонными», полученными с помощью функции NDSolve, дает неплохое соответствие кривых везде, кроме пика, где для МПР импульс увеличивается по амплитуде, а его пик смещается вправо от центра симметрии. На рис. 2 приводятся аналогичные рис. 1 зависимости, полученные для волокна ThorLabs HN1550. Разница между эталонными кривыми и кривыми для МПР также невелика. В отличие от вышеприведенного случая, «крылья» секанс- и гауссова импульсов содержат боковые пики, уменьшающиеся по амплитуде по направлению от центра. В целом МПР достаточно достоверно описывает поведение рассмотренных импульсов. Полученные результаты дают представление об особенностях МПР, процедурах оптимизации параметров метода (учета нелинейности и дисперсии высших порядков). Мы полагаем, что результаты

* Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 23-19-00880).

© Г. В. Тертышникова, Д. Г. Санников, 2023

могут быть использованы для изучения распространения импульсов в современных оптических волоконных системах, включая схемы кольцевых лазеров с насыщаемыми поглотителями на основе углеродных нанотрубок [6].

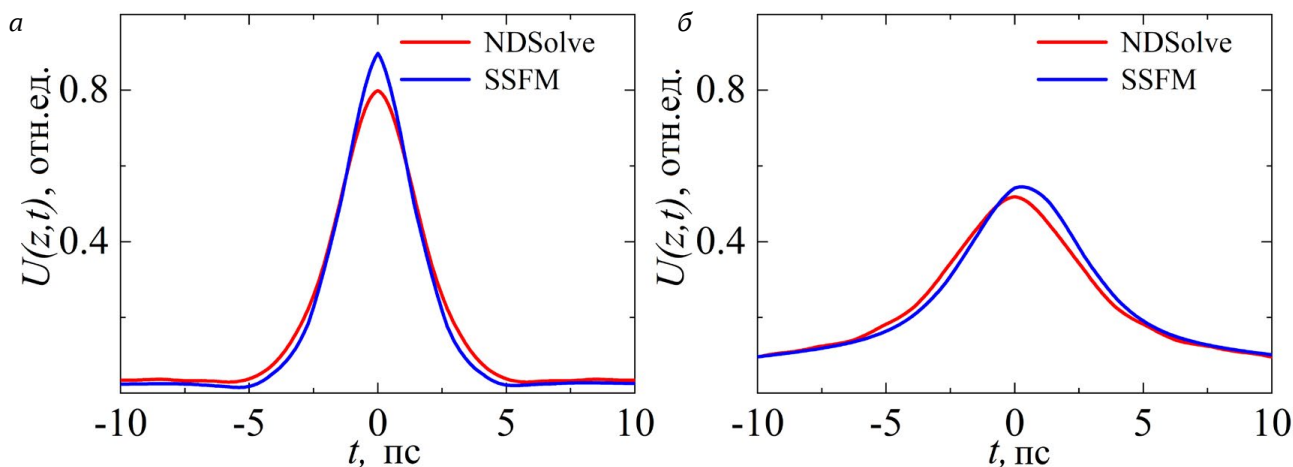


Рис. 1. Огибающие импульсов на выходе кварцевого волокна ($z = 1000$ м). Исходные профили: а — гиперболический секанс; б — гауссова форма; $n = 150$, $h = 10$ м, $\alpha = 5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, $\beta_2 = -0,02 \text{ пс}^2/\text{м}$, $\gamma = 0,015 \text{ Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$

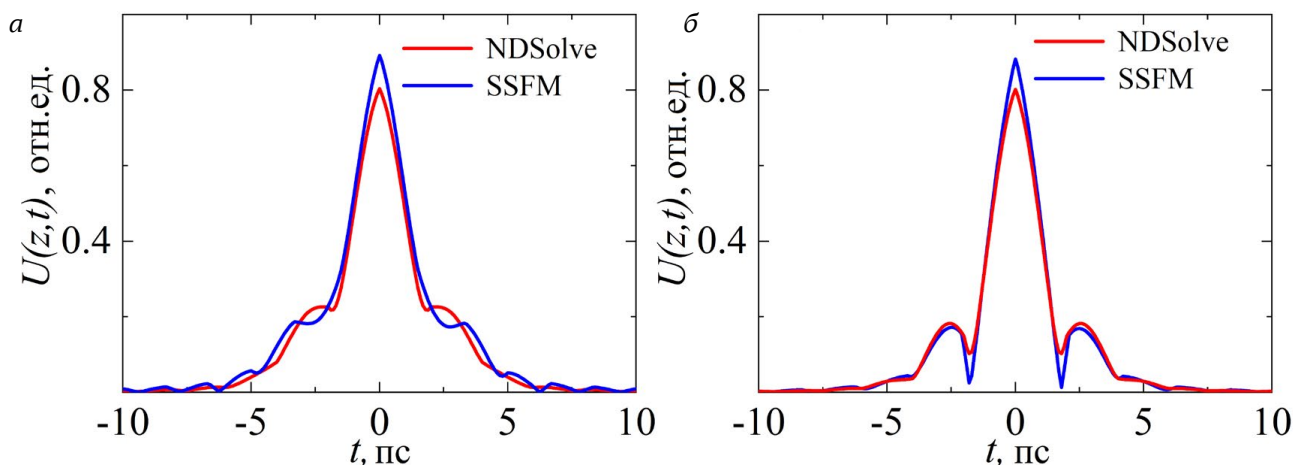


Рис. 2. Огибающие импульсов на выходе из волокна HN1550 ($z = 1000$ м): а — гиперболический секанс ($n = 120$); б — гауссова форма ($n = 96$); $h = 10$ м, $\alpha = 21 \cdot 10^{-5} \text{ м}^{-1}$, $\beta_2 = 0,0013 \text{ пс}^2/\text{м}$, $\gamma = 0,0108 \text{ Вт}^{-1}\text{м}^{-1}$

Список литературы

1. Korobko D.A., Ribenek V.A., Itrin P.A., Fotiadi A.A. Birth and annihilation of solitons in harmonically mode-locked fiber laser cavity through continuous wave injection // Opt. Fiber Technol. 2023. Vol. 75. P. 103216.
2. Яковлев И. В. Стретчеры и компрессоры для сверхмощных лазерных систем // Квантовая электроника. 2014. Vol. 44. P. 393–414.
3. Агравал Г. Нелинейная волоконная оптика. М.: Мир, 1996.

4. Deiterding R., Glowinski R., Oliver H., Poole S. A reliable split-step fourier method for the propagation equation of ultra-fast pulses in single-mode optical fibers // J. Light. Technol. 2013. Vol. 31. P. 2008–2017.
5. Готор А.В., Мануйлович Е.С. Выбор оптимального метода моделирования распространения импульсов в волоконных световодах // Труды МФТИ. 2018. Т. 10. С. 19–29.
6. Korobko D.A., Stolyarov D., Itrin P. et al. Saturable absorber for ring fiber lasers on the base of coupler coated by CNTs. URL: <https://doi.org/10.1117/12.2589130> (SPIE), 11775, 22 (2021).

ПЕРСПЕКТИВА ПРИМЕНЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ GaSe:S В ОПТИЧЕСКИХ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ УСТРОЙСТВАХ, РАБОТАЮЩИХ С ЧАСТОТАМИ МОДУЛЯЦИИ ВЫШЕ 100 ГГц

✉ О. Н. Шевченко^{1,2}, К. А. Кох³, С. Л. Микерин², Н. А. Николаев^{1,2}

¹Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия

²Институт автоматики и электрометрии СО РАН, Новосибирск, Россия

³Институт геологии и минералогии СО РАН, Новосибирск, Россия

✉ o.shevchenko@nsu.ru

На сегодняшний день актуальным является определение перспектив GaSe в качестве нелинейного элемента, обеспечивающего взаимодействие оптических телекоммуникационных длин волн и терагерцевых частот. В данной работе это сделано на примере экспериментального исследования эффективности детектирования терагерцевых волн, несущих спектр частот 0–1,5 ТГц, фемтосекундными лазерными импульсами с длиной волны 1,55 мкм в кристаллах GaSe_(1-x)S_x с различной степенью легирования элементом серы ($x = 0, 0.03, 0.12, 0.16$ и 0.22).

Были измерены показатели преломления образцов в телекоммуникационном (1547 нм) и терагерцевом (0–2 ТГц) диапазонах и показано, что значение показателя преломления в обоих диапазонах уменьшается по мере увеличения содержания элементов серы в структуре кристалла. Полученные результаты были сопоставлены с результатами работ авторов для других длин волн лазерного излучения и показано качественное соответствие.

Также были рассчитаны длины когерентности нелинейного взаимодействия соответствующих длин волн в представленных образцах согласно формуле:

$$L_{\text{ког}}(\nu_{\text{ТГц}}) = \frac{c}{2\nu_{\text{ТГц}} \left(n_{\text{онм}} - \lambda \left. \frac{dn_{\text{онм}}}{d\lambda} \right|_{\lambda} - n_{\text{ТГц}}(\nu_{\text{ТГц}}) \right)},$$

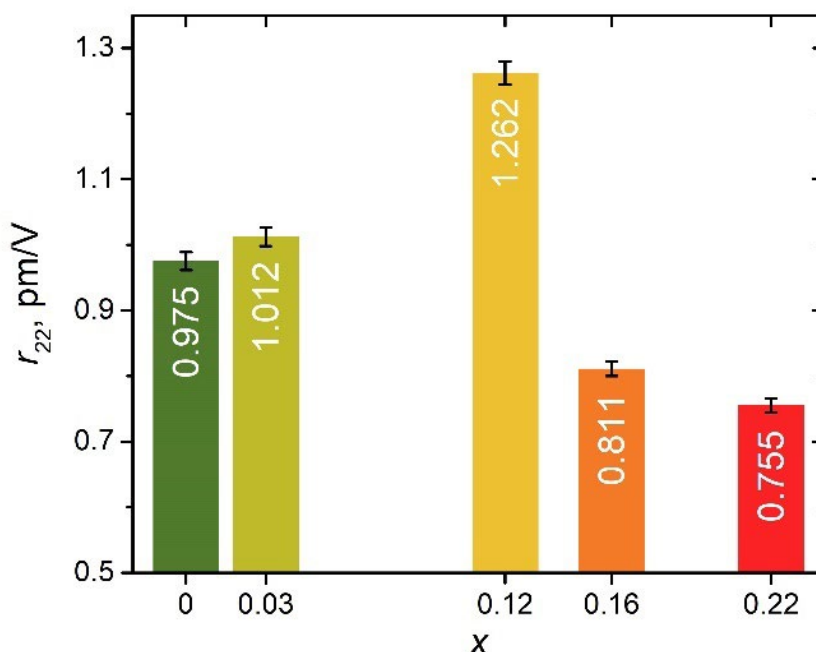
где $n_{\text{онм}}$ — показатель преломления на длине волны лазерного излучения ($\lambda = 1547$ нм); $n_{\text{ТГц}}(\nu)$ — терагерцевый показатель преломления; λ — длина волны лазерного излучения; $\nu_{\text{ТГц}}$ — частота терагерцевого излучения.

Было выявлено, что длина когерентности при взаимодействии оптического излучения на длине волны 1550 мкм и терагерцевого излучения в окрестности 1 ТГц находится в пределах 300 мкм.

Эффективность детектирования ТГц-излучения исследована в схеме импульсного терагерцевого спектрометра на базе фемтосекундного волоконного Er-лазера ($\lambda = 1550$ нм). В результате исследования показано, что наибольшая эффективность детектирования ТГц-волн наблюдается в кристалле GaSe_{0,88}S_{0,12}, что согласуется с результатами аналогичных исследований для других длин волн лазерной накачки.

Впервые произведена оценка электрооптического коэффициента кристаллов GaSe: S на длине волны, равной 1,55 мкм, значение которого составило $r_{\text{eff}} = 0,975$ пм/В для GaSe и r_{eff}

= 162 пм/В для $\text{GaSe}_{0,88}\text{S}_{0,12}$ (см. рисунок), что хорошо согласуется с результатами работ на других длинах волн [1, 2].



Значения оцененного электрооптического коэффициента r_{22} кристаллов GaSe:S

Результаты, представленные в данной работе, могут быть применены для точных расчетов эффективности оптико-терагерцового преобразования, для конструирования систем детектирования терагерцового излучения, основанных на применении электрооптического метода, а также для создания модуляторов для телекоммуникационных длин волн в окрестности 1,55 мкм и нелинейно-оптических устройств интегральной фотоники, основанных на кристаллах GaSe с легирующими добавками серы. Таким образом, продемонстрировано, что селенид галлия является перспективным материалом для конструирования телекоммуникационных оптических устройств с частотами модуляции в диапазоне 100–1000 ГГц.

Список литературы

1. Cingolani A., Ferrara M., Lugara M., Levy F. Pockels effect in gallium selenide // Solid State Commun. 1989. Vol. 29 (9). P. 677–679.
2. Qi Song, Lu Chai, Liu W. et al. Measuring effective electro-optic coefficient at 1040 nm by spectral intensity modulation with THz time-domain spectroscopy // Infrared Physics & Technology. 2018. Vol. 97. P. 54–57.

ВЛИЯНИЕ ДИФфуЗИОННОГО ЛЕГИРОВАНИЯ НА ПОРОГ ОПТИЧЕСКОГО РАЗРУШЕНИЯ ДИФОСФИДА ЦИНКА-ГЕРМАНИЯ

Н. Юдин, ✉М. Зиновьев, В. Кузнецов, Е. Слюнько, В. Воеводин, А. Лысенко,
А. Кальсин, Л. Шаймерденова, Х. Баалбаки, В. Калыгина

Лаборатория радиофизических и оптических методов исследования окружающей среды,

Национальный научно-исследовательский

Томский государственный университет, Томск, Россия

Институт сильноточной электроники, Томск, Россия

✉mucha9229@gmail.com

Тройное соединение дифосфид цинка-германия (далее — ZGP), кристаллизующееся в структуре халькопирит с точечной группой 42m [1], обладает высокой теплопроводностью 05 Вт / см · К, двулучепреломлением, достаточным для фазового согласования, высоким порогом оптического пробоя и твердостью [3–5]. Потенциал нелинейно-оптических кристаллов ZnGeP_2 максимально реализуется в параметрических генераторах света, преобразующих лазерное излучение с длиной волны вблизи 2,1 мкм в излучение, перестраиваемое в области 3–8 мкм [6, 7]. В настоящее время данных о влиянии диффузионного легирования различными химическими элементами на порог оптического пробоя ZGP очень мало.

Целью данной работы является исследование влияния диффузионного легирования ZGP, такими химическими элементами как Mg, Se, Ca на порог оптического пробоя (LIDT) на длине волны 2,1 мкм.

Для исследований использовался монокристалл ZGP, из которого было вырезано 8 образцов с ориентацией (100) и размерами $5 \times 5 \times 2,45$ мм³. На предварительно отполированные грани образцов термическим способом производилось распыление, следующих химических элементов: Mg, Se, Ca (толщина напыляемой пленки составляла 1 мкм). После чего производился отжиг образцов ZGP с нанесенными пленками и двух контрольных образцов без напыления в запаянной вакуумированной ампуле, в которую добавлялась навеска порошка ZGP, при температурах 650° С для одного набора образцов и при 750° С для другого аналогичного набора в течение 180 часов.

Далее производилось измерение порога оптического пробоя полученных образцов ZGP. В качестве источника излучения использовался Ho: YAG-лазер, генерирующий излучение на длине волны 2,097 мкм с накачкой непрерывным тулиевым волоконным лазером [8].

Из результатов измерения LIDT и удельной электропроводности (см. таблицу) прослеживается качественная зависимость. Легирование химическими элементами, снижающее удельную электропроводность образцов (σ), приводит к росту LIDT; а легирование химическими элементами, приводящее к возрастанию удельной электропроводности образцов, уменьшает LIDT. Например, при легировании ZGP кальцием σ возрастает примерно на порядок, а при легировании ZGP Mg и Se, напротив, наблюдается уменьшение σ примерно на порядок.

© Н. Юдин, М. Зиновьев, В. Кузнецов, Е. Слюнько, В. Воеводин, А. Лысенко, А. Кальсин, Л. Шаймерденова, Х. Баалбаки, В. Калыгина, 2023

Проводимость исследуемых образцов и параметры порога оптического пробоя

Легирующая примесь	σ , 1/Ом·см	Порог оптического пробоя при отжиге 650 °С, Дж/см ²	Порог оптического пробоя при отжиге 750 °С, Дж/см ²
Mg	$5,42 \cdot 10^{-6}$	2,6	2,94
Se	$4,16 \cdot 10^{-7}$	2,64	2,7
Ca	$15 \cdot 10^{-5}$	28	1,92
ZGP	$14 \cdot 10^{-6}$	26	24

Изменение удельной проводимости косвенно свидетельствует о перераспределении энергетических уровней примесных атомов в запрещенной зоне.

Показано, что диффузионное легирование монокристалла ZGP Mg и Se приводит к увеличению LIDT, при отжиге на температуре 750 °С порог пробоя образцов легируемых Mg и Se увеличивается на 31 % и 20,5 % с 24 Дж/см² до 2,94 и 2,7 Дж/см² соответственно. При легировании ZGP Ca наблюдается противоположная тенденция.

Изменение LIDT в зависимости от диффузионно вносимой примеси можно объяснить созданием дополнительных каналов диссипации энергии за счет процессов излучательной и быстрой безызлучательной релаксации через примесные энергетические уровни.

Список литературы

1. Nikogosyan D. N. Nonlinear optical crystals: A complete survey. N. Y.: Springer, 2005.
2. Boyd G.D., Buehler E., Storz F.G. Linear and nonlinear optical properties of ZnGeP₂ and CdSe // App. Phys. Lett. 1971. Vol. 18. P. 301–304.
3. Dmitriev V.G., Gurzadyan G.G., Nikoghosyan D. N. Handbook of Nonlinear Optical Crystals. 2nd. ed. Berlin: SpringerVerlag, 1995.
4. Рудь В. Ю. Оптоэлектронные явления в дифосфиде цинка и германия // Физ. и техн. ПП. 1994. Т. 28. С. 1105.
5. Водопьянов К. Л., Воеводин В. Г., Грибенюков А. Л., Кулевский Л. А. Высокоэффективная пикосекундная параметрическая суперлюминесценция в кристалле ZnGeP₂ в диапазоне 5–6 мкм // Квант. электр. 1987. Т. 14. С. 1815–1819.
6. Henriksson M., Tiihonen M., Pasiskevicius V., Laurell F. ZnGeP₂ parametric oscillator pumped by a line width narrowed parametric 2 μm source // Opt. Lett. 2006. Vol. 31. P. 1878–1880.
7. Vodopyanov K. L., Ganikhanov F., Maffetone J.P. et al. ZnGeP₂ optical parametric oscillator with 3.8–12.4 μm tenability // Opt. Lett. 2000. Vol. 25. P. 841–843.
8. The R-on-1 Test. Lidaris LIDT Service 2019 <https://lidaris.com/laser-damage-testing/r-on-1-test/>.

ВЛИЯНИЕ РАЗЛИЧНЫХ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ РАБОЧИХ ПОВЕРХНОСТЕЙ КРИСТАЛЛА ZnGeP_2 НА ПОРОГ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ

Н. Н. Юдин¹, М. М. Зиновьев¹, С. Н. Подзывалов¹, Е. С. Слюнко¹,
✉ А. Ю. Кальсин¹, А. Л. Худолей², Г. Р. Городкин², П. А. Кумейша²

¹ *Национальный исследовательский Томский государственный университет, Томск, Россия*

² *Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова НАН Беларуси, Минск, Беларусь*

✉ andrejkalasin@gmail.com

В настоящее время наиболее мощные параметрические генераторы света (ПГС) в диапазоне длин волн 3,5–5 мкм разрабатываются на основе нелинейно-оптических кристаллов ZnGeP_2 [1]. Данные ПГС генерируют излучение со средней мощностью до 160 Вт и энергией импульса до 200 мДж при длительности импульса 20–60 нс [2–4]. Однако длительная безотказная работа мощных ПГС на основе ZnGeP_2 ограничивается порогом оптического пробоя поверхности материала. В связи с этим возникает необходимость совершенствования методов обработки рабочих поверхностей кристаллов для увеличения их порога оптического пробоя.

Одним из перспективных методов улучшения качества поверхности является магнитореологическая полировка [5] (МРП), которая в том числе все чаще используется при обработке лазерных кристаллов для повышения порога радиационной стойкости и снижения уровня шероховатости. Исследование, представленное в данной работе, посвящено проверке возможности использования магнитореологической обработки в качестве метода удаления дефектного слоя после тонкой полировки и снижения уровня шероховатости поверхности монокристаллического ZnGeP_2 . Под определением дефектного слоя после тонкой полировки понимался изломанный слой, образующийся при механической полировке оптических материалов. Как правило, глубина этого слоя примерно вдвое превышает размер используемого абразива [6].

В работе исследовались образцы монокристалла ZnGeP_2 размерами $6 \times 6 \times 20$ мм. Для полировки рабочих поверхностей применялась магнитореологическая обработка, в которой использовалась неводная жидкость с магнитными частицами карбонильного железа и наноалмазами. В результате обработки значительно улучшились параметры шероховатости поверхности — в 17–1,42 раза (среднее арифметическое отклонение профиля $R_a = 1,54 \text{ \AA}$) по сравнению с традиционной методикой полировки кристаллов ($R_a = 27 \text{ \AA}$) с использованием водной суспензии алмазного порошка и смоляного шлифовального столика. Удаление материала с поверхности кристалла после МРП составило от 6,95 до 9,5 мкм. Полезное время обработки образца 6×6 составило 8 % от общего времени обработки. В связи с этим рекомендуется использовать групповой тип обработки кристаллов при МРП, чтобы минимизировать затраты времени на холостой ход и реверс рабочего инструмента, что значительно повысит эффективность использования промышленного оборудования. Таким образом, оба метода полировки позволили получить ангстремный уровень шероховатости поверхности, сравнимый по порядку величины с параметрами элементарной ячейки кристаллической решетки ZnGeP_2 , что свидетельствует о том, что качество поверхности после МРП близко к максимально возможному.

После полировки были определены параметры порога оптического пробоя. Среднее значение плотности энергии после классической полировки составило $3,1 \pm 0$ Дж/см³, а плотности мощности 88 ± 9 МВт/см²; после МРП 3 ± 0 Дж/см³ и 91 ± 9 МВт/см² соответственно. Как видим, результаты определения порога оптического пробоя для разных образцов укладываются в погрешность измерения.

Несмотря на то что образец, подвергнутый МРП, показал значительное улучшение параметров шероховатости поверхности по сравнению с образцом, отполированным по традиционной технологии, порог оптического пробоя практически не изменился. Отсутствие разницы в величине порога оптического пробоя для двух образцов, скорее всего, связано с тем, что на него больше всего влияют дислокации или объемные дефекты, «всплывающие» на полированной поверхности, а не уровень шероховатости. Таким образом, при ангстремовском уровне шероховатости решающим фактором для пробоя является концентрация объемных дефектов, «выходящих» на поверхность кристалла.

Список литературы

1. Schunemann P. G., Zawilski K. T., Pomeranz L. A. et al. Advances in nonlinear optical crystals for midinfrared coherent sources // J. Opt. Soc. Am. B. 2016. Vol. 33. P. D36–D43.
2. Hemming A., Richards J., Davidson A. A. et al. 99 W mid-IR operation of a ZGP OPO at 25 % duty cycle // Opt. Express. 2013. Vol. 21. P. 10062–10069.
3. Haakestad M. W., Fonnum H., Lippert E. Mid-infrared source with 0.2 J pulse energy based on nonlinear conversion of Q-switched pulses in ZnGeP₂ // Opt. Express. 2014. Vol. 22. P. 8556–8564.
4. Qian C., Yao B., Zhao B. et al. High repetition rate 102 W middle infrared ZnGeP₂ master oscillator power amplifier system with thermal lens compensation // Opt. Lett. 2019. Vol. 44. P. 715–718.
5. Sutowska M., Sutowski, P. Contemporary applications of magnetoreological fluids for finishing process // J. Mech. Energy Eng. 2017. Vol. 1. P. 141–152.
6. Gerhard C., Stappenbeck, M. Impact of the polishing suspension concentration on laser damage of classically manufactured and plasma post-processed zinc crown glass surfaces // Appl. Sci. 2018. Vol. 8. P. 1556.

УКАЗАТЕЛЬ АВТОРОВ

Абрамов А. С.	3	Козьмина П. В.	56	Редюк А. А.	26
Актюрк С.	6	Коляда Н. А.	22	Рибенек В. А.	58
Аникина М. А.	18	Конникова М. Р.	61	Рыбак А. А.	61
Баалбаки Х.	78	Конюхов И. Е.	28	Самошкин Д.	34
Бабин С. А.	46	Коржнева К. Е.	30	Санников Д. Г.	73
Басалаев М. Ю.	56	Коробко Д. А.	24, 49, 54, 58	Сараева К. П.	63
Батов Д. Т.	6	Кохановский А. Ю.	65	Семенцов Д. И.	3
Беднякова А. Е.	63	Кох К. А.	76	Серебренников К. В.	65
Белоусов Р. А.	9	Криницын П. Г.	9, 38	Симонов В. А.	68
Бенгальский Д. М.	51	Кузнецов А. В.	18, 32	Слюнко Е. С.	80
Большаков А. Д.	18	Кузнецов В. С.	78	Слюнько Е.	78
Бражников Д. В.	40	Кузнецов С. А.	61	Столяров Д. А.	24
Бронников К. А.	46	Кумейша П. А.	80	Судьин А. В.	11
Вельмискин В. В.	42	Курсь А.	34, 38	Сыса А. В.	54
Воеводин В.	78	Лазарев В. А.	6	Тарабрин М. К.	6
Волков И. А.	11	Лазарчук А.	34	Терентьев В. С.	68
Воропаев В. С.	6	Лапин В. А.	3	Терещенко И. А.	71
Гелаш А. А.	44	Левченко А. Е.	42	Тертышникова Г. В.	73
Гервазиев М. Д.	65	Липатов Д. С.	42	Титов С. С.	28
Голошумова А.	34	Лихачев М. Е.	42	Тихонова О. В.	71
Горбаченя К.	34	Лобанов С. И.	30	Требино Р.	6
Городкин Г. Р.	80	Лысенко А. Б.	78	Трещиков В. Н.	15
Грибанов Д. С.	13	Макеева А. Р.	36	Трещиков В. Н.	51
Громилов С. А.	30	Манучарян А.	38	Уткин Д. Е.	61
Громов И. В.	56	Микерин С. Л.	76	Ушаков С. Н.	11
Джафари Р.	6	Миронов П. П.	3	Филатова С. А.	36
Достовалов А. В.	46	Михайлов А. М.	40	Филонов А. А.	22
Дудин А. С.	15	Михайлов Е. К.	42	Фомиряков Э. А.	15
Завьялова Е. С.	18	Мулладжанов И. И.	44	Фотиади А. А.	49, 58
Зайцева И.	34	Мулладжанов Р. И.	44	Харасов Д. Р.	15, 51
Зиновьев М. М.	78, 80	Мункуева Ж. Э.	46	Харенко Д. С.	65
Инжеваткин К. Г.	20	Наний О. Е.	15, 51	Худолей А. Л.	80
Исаева Я. Г.	22	Неваев М. К.	65	Цветков В. Б.	11
Исаенко Л. И.	9, 30, 34, 38	Никитин С. П.	15, 51	Цветков В. Б.	36
Итрин П. А.	24, 49, 54, 58	Николаев Н. А.	61, 76	Черкасова О. П.	61
Калыгина В.	78	Нищев К. Н.	11	Шаймерденова Л.	78
Кальсин А.	78	Паняев И. С.	49	Шалин А. С.	32
Кальсин А. Ю.	80	Пивцов В. С.	22	Шаман Ю. П.	54
Камынин В. А.	11, 36	Подзывалов С. Н.	80	Шевченко О. Н.	76
Кисель В.	34	Пономарёв И. С.	51	Юдин В. И.	56
Кобцев С. М.	56	Прибылов М. В.	54	Юдин Н. Н.	78, 80
Козьмин А. Д.	26	Раднатаров Д. А.	56	Юркин М. А.	20

СОДЕРЖАНИЕ

Абрамов А. С., Лапин В. А., Миронов П. П., Семенцов Д. И. Усиление и компрессия частотно модулированных импульсов в активном неоднородном световоде	3
Батов Д. Т., Воропаев В. С., Джафари Р., Актюрк С., Требино Р., Тарабрин М. К., Лазарев В. А. Быстродействующая система измерения амплитудно-фазовых характеристик ультракоротких импульсов GRENOUILLE на длине волны 1,9 мкм	6
Белюсов Р. А., Криницын П. Г., Исаенко Л. И. Зависимость реальной структуры монокристаллов BaGa_4Se_7 от условий получения	9
Волков И. А., Камынин В. А., Судьин А. В., Ушаков С. Н., Нищев К. Н., Цветков В. Б. Синхронизация мод в волоконном лазере в режиме солитонной двухфазной смеси	11
Грибанов Д. С. Исследование планарных проводящих сред методом импульсной терагерцовой спектроскопии	13
Дудин А. С., Харасов Д. Р., Фомиряков Э. А., Никитин С. П., Наний О. Е., Трещиков В. Н. Увеличение дальности работы распределенного акустического датчика на основе фазочувствительного импульсного рефлектометра и эрбиевого усилителя с удаленной накачкой до 120 км.....	15
Завьялова Е. С., Кузнецов А., Аникина М. А., Большаков А. Д. Анизотропия излучения в гибридной системе на основе нитевидного нанокристалла GaP и монослоя MoS_2	18
Инжеваткин К. Г., Юркин М. А. Ускорение метода дискретных диполей для множества падающих полей и показателей преломления	20
Исаева Я. Г., Филонов А. А., Пивцов В. С., Коляда Н. А. Измерение удельной хроматической дисперсии оптического волокна с использованием волоконного фемтосекундного синтезатора	22
Итрин П. А., Коробко Д. А., Столяров Д. А. Гармоническая синхронизация мод в кольцевом лазере с микроволоконным резонатором	24
Козьмин А. Д., Редюк А. А. Разработка методов интерпретации данных оптоакустического газового сенсора с помощью алгоритмов вейвлет-анализа и машинного обучения.....	26
Конюхов И. Е., Титов С. С. Разработка приемной системы зондирующего излучения для прибора, совмещающего методы малоуглового рассеяния и спектральной прозрачности.....	28
Коржнева К. Е., Лобанов С. И., Громилов С. А., Исаенко Л. И. Структурные изменения в ряду нелинейных кристаллов $\text{Li}_x\text{Ag}_{1-x}\text{InSe}_2$ при варьировании состава	30

Кузнецов А. В., Шалин А. С.	
Полностью диэлектрические метаповерхности в гибридном анапольном режиме с квази-ССК	32
Курусь А., Зайцева И., Самошкин Д., Голошумова А., Горбаченя К., Лазарчук А., Кисель В., Исаенко Л.	
Исследование зависимости величины порога оптического пробоя нелинейных кристаллов LiGaS_2 , LiGaSe_2 , BaGa_4Se_7 от длительности импульса воздействия лазерного излучения	34
Макеева А. Р., Филатова С. А., Камынин В. А., Цветков В. Б.	
Эрбиевый волоконный лазер, работающий в режиме переключения усиления на длине волны 1591 нм	36
Манучарян А., Курусь А., Криницын П., Исаенко Л.	
$\text{BaGa}_2\text{GeSe}_6$ — нелинейный кристалл для работы в среднем ИК-диапазоне. Получение и приложения	38
Михайлов А. М., Бражников Д. В.	
Высококонтрастные субдоплеровские резонансы в парах атомов цезия в поле встречных бихроматических лазерных пучков	40
Михайлов Е. К., Лихачев М. Е., Левченко А. Е., Вельмискин В. В., Липатов Д. С.	
Нелинейные эффекты, ограничивающие пороговую мощность в иттербиевых конусных волоконных усилителях	42
Мулляджанов И. И., Мулляджанов Р. И., Гелаш А. А.	
Бризеры в спонтанно возмущенном конденсате	44
Мункуева Ж. Э., Бронников К. А., Достовалов А. В., Бабин С. А.	
Датчик 3D-формы на основе многосердцевинного волокна с записанными распределенными случайными отражателями	46
Паняев И. С., Итрин П. А., Коробко Д. А., Фотиади А. А.	
Стабилизация узкополосной генерации полупроводникового РОС-лазера с самозахватом частоты в схеме с внешним резонатором на волокне с сохранением поляризации	49
Пономарёв И. С., Бенгальский Д. М., Харасов Д. Р., Наний О. Е., Никитин С. П., Трещников В. Н.	
Одновременное измерение температуры и деформации РМ-волокна с помощью фазочувствительного рефлектометра	51
Прибылов М. В., Итрин П. А., Коробко Д. А., Сыса А. В., Шаман Ю. П.	
Исследование групповой динамики импульсов в кольцевом волоконном лазере с насыщаемым поглотителем на основе углеродных нанотрубок	54
Раднатаров Д. А., Громов И. В., Козьмина П. В., Кобцев С. М., Басалаев М. Ю., Юдин В. И.	
Свойства резонанса КППН в поле встречных волн	56
Рибенек В. А., Коробко Д. А., Фотиади А. А., Итрин П. А.	
Оптоакустическое взаимодействие в волоконном лазере с гармонической синхронизацией мод	58
Рыбак А. А., Кузнецов С. А., Конникова М. Р., Уткин Д. Е., Николаев Н. А., Черкасова О. П.	
Терагерцовый наноантенный сенсор маркера глиомы L-2-гидроксиглутарата	61
Сараева К. П., Беднякова А. Е.	
Применение рекуррентной нейронной сети для моделирования нелинейной динамики ультракоротких оптических импульсов	63

Серебренников К. В., Гервазиев М. Д., Кохановский А. Ю., Неваев М. К., Харенко Д. С.	
Влияние шумов на процесс реконструкции многомодового пучка методом модовой декомпозиции	65
Симонов В. А., Терентьев В. С.	
Численное моделирование мод шепчущей галереи в микросферическом резонаторе с тонкой металлической пленкой.....	68
Терещенко И. А., Тихонова О. В.	
Анализ динамики экситонного возбуждения в планарных наноструктурах квантовым электромагнитным полем в условиях Керровской фазовой модуляции	71
Тертышникова Г. В., Санников Д. Г.	
Моделирование режимов распространения импульсов с помощью метода пошагового расщепления (МПР) в волоконных световодах	73
Шевченко О. Н., Кох К. А., Микерин С. Л., Николаев Н. А.	
Перспектива применения кристаллов GaSe:S в оптических телекоммуникационных устройствах, работающих с частотами модуляции выше 100 ГГц.....	76
Юдин Н., Зиновьев М., Кузнецов В., Слюнько Е., Воеводин В., Лысенко А., Кальсин А., Шаймерденова Л., Баалбаки Х., Калыгина В.	
Влияние диффузионного легирования на порог оптического разрушения дифосфида цинка-германия	78
Юдин Н. Н., Зиновьев М. М., Подзывалов С. Н., Слюнко Е. С., Кальсин А. Ю., Худолей А. Л., Городкин Г. Р., Кумейша П. А.	
Влияние различных методов обработки рабочих поверхностей кристалла ZnGeP ₂ на порог оптического пробоя	80
Указатель авторов.....	82

Научное издание

НЕЛИНЕЙНАЯ ФОТОНИКА

Материалы VII Международной школы молодых ученых

21–25 августа 2023 года

Редактор *С. В. Исакова*

Верстка *А. С. Терешкиной*

Дизайн обложки *К. Ю. Ананьевой*

Подписано в печать 18.08.2023 г.

Формат 60 × 84 1/8. Уч.-изд. л. 10,7. Усл. печ. л. 9,9.

Тираж 100 экз. Заказ № 172.

Издательско-полиграфический центр НГУ.

630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

N* Новосибирский
государственный
университет
***НАСТОЯЩАЯ НАУКА**

РНФ
Российский
научный фонд



ИИЭ СО РАН

ISBN 978-5-4437-1513-1



9 785443 715131