

Эффективная генерация ТГц излучения фотопроводящим источником с локализацией носителей заряда в высокоаспектных плазмонных электродах

© Д.С. Пономарев^{1,2}, Д.В. Лаврухин^{1,2}, А.Э. Ячменев^{1,2}, Р.Р. Галиев¹, Р.А. Хабибуллин^{1,2}, Ю.Г. Гончаров³, К.И. Зайцев³

¹ Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова РАН, 117105 Москва, Россия

² Московский государственный технический университет имени Н.Э. Баумана, 105005 Москва, Россия

³ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, 119991 Москва, Россия

e-mail: ponomarev_dmitr@mail.ru

Поступила в редакцию 11.12.2023 г.

В окончательной редакции 09.01.2024 г.

Принята к публикации 16.01.2024 г.

Предложено, теоретически обосновано и экспериментально исследовано влияние высоты плазмонного электрода h и отношения между высотой и периодом субволновой периодичной металлической (плазмонной) решетки h/p в фотопроводящем излучателе на эффективность генерации терагерцового (ТГц) излучения. С помощью численного моделирования определены оптимальные параметры плазмонной решетки, соответствующие максимальному пропусканию импульса лазерной накачки через решетку. Показано, что одновременное увеличение параметров h и h/p приводит к эффективному возбуждению лазерным излучением накачки с длиной волны 800 нм плазмонных мод, что сопровождается увеличением мощности генерации ТГц излучения до 10^4 раз по сравнению с традиционным фотопроводящим излучателем без решетки. При этом интегральная мощность генерации излучения составляет более $5 \mu\text{W}$ в полосе частот 0.1–4 ТГц, при эффективности конверсии $\sim 0.2\%$. Разработанный дизайн плазмонной решетки также эффективен для регистрации ТГц импульсов в современных системах ТГц спектроскопии и визуализации.

Ключевые слова: терагерцовая наука и техника, терагерцовая импульсная спектроскопия, элементная база терагерцовой оптики, фотопроводящая антенна, плазмонная решетка, локализация оптического поля, полупроводники.

DOI: 10.61011/OS.2024.01.57558.1-24

Введение

Компактные и недорогие спектрометры и системы визуализации в терагерцовом (ТГц) диапазоне на основе фотопроводящих преобразователей ультракоротких лазерных импульсов активно развиваются и находят широкое применение в решении фундаментальных и прикладных проблем в самых разных областях науки и техники [1,2]. Благодаря малому размеру, а также простоте и надежности для генерации и детектирования электромагнитных импульсов в современных ТГц спектрометрах широко применяются фотопроводящие излучатели и детекторы [3,4]. Эффективность спектроскопических и изображающих систем определяется такими ключевыми характеристиками фотопроводящих устройств, как форма спектра излучения, интегральная мощность генерации ТГц излучения в заданном частотном диапазоне, а также отношение сигнал/шум. Совсем недавно были предложены оригинальные фотопроводящие излучатели на основе Ge-подложек [5], в которых отсутствует эффективное поглощение на оптических фоновых в отличие от GaAs. Благодаря этому авторам

удалось добиться рекордной полосы генерации 70 ТГц, однако при относительно низком динамическом диапазоне [6]. Начиная с первых экспериментов по исследованию фотопроводимости в кремнии [7] был достигнут значительный прогресс в фотопроводящих ТГц излучателях [4], однако эффективность преобразования энергии импульса лазерной накачки в электромагнитные колебания ТГц диапазона до сих пор остается относительно низкой, что сдерживает применимость данных устройств в системах широкополосной ТГц спектроскопии. Отметим значительные успехи, сделанные научными группами с применением оригинальных подходов. В частности, предложены различные фотовольтаические ТГц излучатели, работающие в режиме фото-демберовской (поверхностной) генерации [8,9] (без приложения внешнего смещения к электродам), диэлектрические наноантенны [10] и плазмонные электроды различной топологии [11–13], используемые для усиления мощности ТГц генерации излучения, квантово-точечные полупроводниковые гетероструктуры [14,15], а также оригинальные материалы на основе топологических изоляторов [16].

Ранее в работе [17] мы исследовали влияние высоты (толщины) плазмонного электрода на спектральные и мощностные характеристики генерируемого ТГц излучения в плазмонных электродах, выполненных по планарной технологии. Мы показали, что увеличение высоты электрода до значения $h = 100$ нм сопровождается увеличением напряженности электрического поля на границе металл/полупроводник. Это приводит к заметному увеличению переходного тока, поэтому мощность генерации ТГц излучения возрастает до $\sim 10^3$ раз по сравнению с традиционным излучателем без плазмонных электродов.

В настоящей работе мы усовершенствовали предложенную ранее физико-математическую модель плазмонной решетки таким образом, что оптимизация ее геометрических параметров (высота, ширина и зазор между электродами) проводилась для достижения максимального пропускания импульса лазерной накачки, и показали, что дополнительное 10-кратное усиление мощности ТГц генерации излучения возможно благодаря сочетанию одновременного увеличения высоты плазмонного электрода до значения $h = 170$ нм и отношения между высотой и периодом решетки до значения $h/p \sim 0.8$. Показано, что в таком случае в решетке формируются щелевые металлические волноводы, в которых лазерное излучение накачки с длиной волны 800 нм осуществляет эффективное возбуждение плазменных колебаний. Благодаря выбранной топологии решетки удалось добиться рекордного усиления мощности генерации ТГц излучения до 10^4 раза по сравнению с фотопроводящим ТГц излучателем без решетки.

Электромагнитный расчет плазмонной решетки

Электромагнитный расчет проводился методом конечных элементов. Расчетный домен представлял собой два золоченых электрода ТГц излучателя, разделенных тонким слоем диэлектрика, с периодическими граничными условиями [18]. Была использована неоднородная сетка с максимальным размером ячейки 5 нм с постоянным разделением на границе под решеткой. Вектор напряженности электрического поля импульса лазерной накачки имел ТМ-поляризацию, т.е. для возбуждения плазменных колебаний в решетке был ориентирован перпендикулярно электродам.

Решетка с высокоаспектными плазмонными электродами, расположенными в зазоре ТГц излучателя, выполняет важную функцию поляризационно-селективного возбуждения фотопроводника. Геометрические параметры решетки были оптимизированы для достижения максимального пропускания излучения лазерной накачки — чем большая доля излучения накачки пройдет через решетку, тем большее число носителей заряда сформируется в фотопроводнике, увеличивая генерируемый импульс переходного тока в излучателе и токовый сигнал в

детекторе. На основе численного расчета были выбраны следующие параметры: высота (толщина) плазмонного электрода $h = 170$ нм, ширина электрода $w = 100$ нм, зазор между электродами $g = 120$ нм. Щелевые волноводы, образованные электродами решетки, заполнялись тонким слоем диэлектрика Al_2O_3 с оптимизированной толщиной 120 нм; слой диэлектрика обеспечил снижение френелевских потерь на отражение импульсов лазерной накачки от решетки до ~ 20 –30% (т.е. выполнял функцию просветляющей оптики), а также механически защитил решетку из-за малой толщины плазмонных электродов.

Предложенная модель решетки, а также результаты расчета приведены на рис. 1. В модели использовалась дисперсионная модель Друде–Лоренца с показателями преломления $n = 0.0794 + 4.835i$ и $n = 1.75$ для Au и Al_2O_3 соответственно (для лазерного излучения с центральной длиной волны $\lambda = 800$ нм) [19,20]. Важной особенностью предложенной решетки является тот факт, что аспектное отношение высоты электрода к периоду решетки составило $h/p \sim 0.8$. Это означает, что в решетке формируются щелевые волноводы, заполненные диэлектриком [21], нашем случае — Al_2O_3 .

Результаты численного расчета коэффициентов пропускания для разных щелевых волноводов представлены на рис. 2. Лазерное возбуждение с длиной волны $\lambda = 800$ нм отмечено стрелками рядом с кривыми. Пики „I–III“ соответствуют росту пропускания за счет возбуждения резонансных мод в волноводе. Отчетливо видно, что в решетке с соотношением $h/p \sim 0.5$ ($h = 100$ нм) не происходит возбуждение даже основной моды в отличие от решетки с $h/p \sim 0.8$ ($h = 170$ нм), где стрелка приходится ровно на максимум пика пропускания, что означает эффективное возбуждение основной плазмонной моды. Отметим, что увеличение параметров h и h/p способствует дальнейшему усилению мощности генерации ТГц излучения, однако при увеличении толщины электрода возникают технологические трудности, связанные с отрывом верхнего металла (так называемой технологии *lift-off* [13,17]), а также с „эффектами близости“ при проявлении электронного резиста. По этим причинам нами была выбрана оптимальная, с точки зрения технологии, величина $h/p \sim 0.8$. Согласно расчетам, выбранная топология решетки обеспечивает пропускание до $T_{170} = 1 - R - A \sim 0.78$ излучения накачки, при этом коэффициент отражения уменьшается на 29% до $R \sim 0.17$ за счет использования просветляющего слоя диэлектрика Al_2O_3 , а омические потери в металле не превышают $A \sim 0.05$.

Образцы для исследований и эксперимент

Образцы фотопроводящих ТГц излучателей были изготовлены в ИСВЧПЭ РАН и имели две разные плазмонные решетки с высотой электродов $h = 100$ и 170 нм

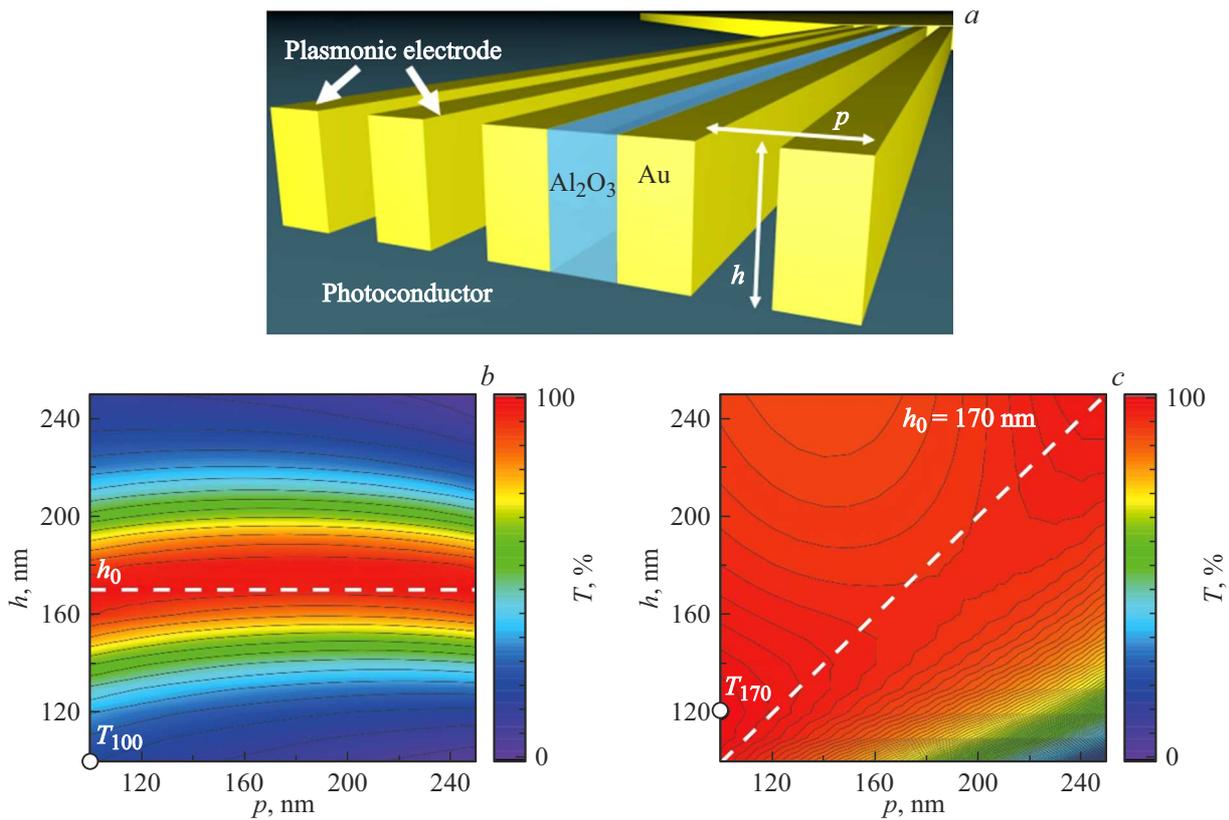


Рис. 1. Предложенная модель решетки с высокоаспектными плазмонными Au-электродами, заполненными тонким слоем диэлектрика Al_2O_3 (a); рассчитанные зависимости высоты электрода h от периода решетки p (b), а также зазора между электродами g от толщины электрода w (c) для достижения максимального пропускания излучения лазерной накачки T через решетку. Параметр $h_0 = 170$ nm соответствует максимальному пропусканию импульса лазерной накачки через решетку; T_{100} и T_{170} — характерные значения коэффициента пропускания для решетки с высотой электрода $h = 100$ nm [17] и $h = 170$ nm.

и разным отношением h/p , как описано в разделе про моделирование, для проведения сравнительного анализа их спектральных характеристик. В качестве топологии основных электродов была выбрана топология „галстук-бабочка“ с углом раствора 60° и фотопроводящим зазором $12\ \mu\text{m}$. В качестве материала фотопроводника использовался выращенный при пониженной температуре роста слой GaAs. Слой основной металлизации Au-электродов толщиной 500 nm был нанесен методом вакуумного термического напыления, а литография рисунка плазмонных электродов проводилась на установке Raith Voyager. Тонкий слой диэлектрика Al_2O_3 был нанесен методом атомно-слоевого осаждения. Подробное описание процесса изготовления плазмонных решеток приведено в работах [22,23].

Принципиальная оптическая схема импульсного ТГц спектрометра, применяемого для характеристики исследуемых образцов, приведена на рис. 3. В качестве источника фемтосекундного лазерного излучения использовался волоконный лазер EFOA-SH (Авеста-Проект, Россия) с центральной длиной волны $\lambda_0 = 780$ nm, длительностью импульсов $\tau_{\text{opt}} \approx 100$ fs (FWHM), частотой повторения импульсов $f_{\text{rep}} = 70$ MHz и средней мощно-

стью ~ 100 mW. Лазерное излучение фокусировалось в зазорах фотопроводящего излучателя и детектора одинаковыми плоско-выпуклыми линзами с диаметром 6 mm и фокусным расстоянием 10 mm, что обеспечило диаметр фокального пятна до $d \approx 4\ \mu\text{m}$. К излучателю прикладывалось переменное биполярное напряжение смещение в виде меандра с регулируемой амплитудой $U_b = 0-30$ V и частотой $f = 20$ kHz. Путем перестановки программируемого ослабителя можно было регулировать среднюю мощность лазерного возбуждения излучателя или мощность лазерного зондирования детектора в диапазоне $0.1-30$ mW. В качестве источника использовались разработанные ТГц излучатели, питаемые прямоугольными импульсами с амплитудой $U_b = 5-12$ V, в то время как детектором служила коммерческая дипольная антенна TERA-8 (Menlo Systems).

Предварительное усиление токового сигнала $I_{\text{det}}(t)$ от детектора осуществлялось преобразователем тока в напряжение $U = I_{\text{det}}R_{IU}$ с эквивалентным сопротивлением $R_{IU} = 10$ MΩ. Демодуляция сигнала $U(t)$ на частоте f с последующим усилением действующего значения напряжения в 10 раз осуществлялась аналоговым синхронным усилителем с шириной полосы $\Delta f = 660$ Hz и доброт-

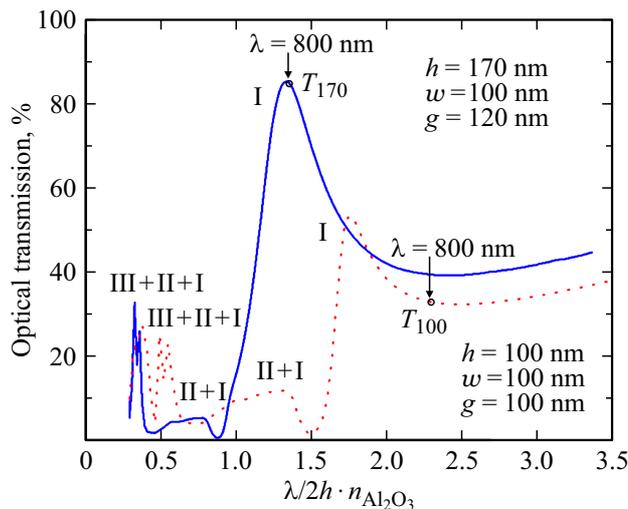


Рис. 2. Изменение коэффициента пропускания щелевого волновода, образованного высокоаспектными электродами, связанное с возбуждением плазмонных мод. Синяя сплошная кривая соответствует предложенной геометрии решетки с высотой электрода $h = 170$ nm и аспектным отношением $h/p \sim 0.8$; красная пунктирная кривая соответствует плазмонной решетке с параметрами $h = 100$ nm и $h/p = 0.5$ [17].

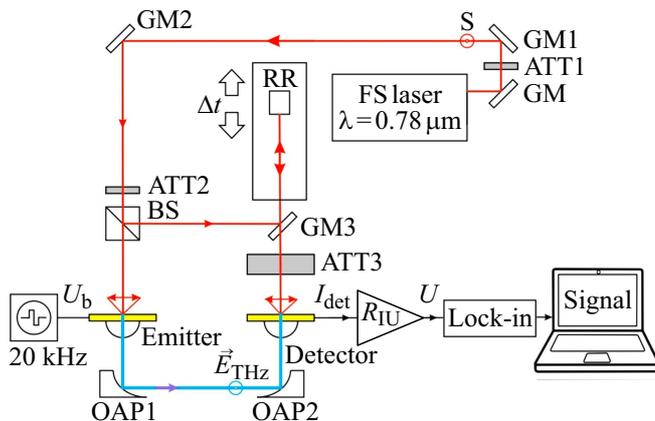


Рис. 3. Принципиальная оптическая схема для проведения измерений разработанных фотопроводящих ТГц излучателей с плазмонными решетками. GM — металлические зеркала, OAP — внеосевые параболические зеркала, ATT — ослабители, BS — светоделительный кубик, RR — ретрорефлектор.

стью $Q = f/\Delta f \approx 30$. Электрический метод модуляции мощности ТГц излучения, заключающийся в использовании переменного напряжения смещения излучателя U_b , обеспечил высокую частоту модуляции f , недостижимую для механического прерывателя ТГц пучка, что позволило снизить мощность фликкер-шума в полосе усилителя Δf . Финальное преобразование сигнала в цифровую форму выполнялось 16-битным программируемым аналого-цифровым преобразователем. Синхронизация работы всех электронных блоков импульсного спектрометра по цифровому интерфейсу USB, на-

стройка параметров измерений, визуализация временной зависимости напряженности электрического поля ТГц импульса (формы ТГц импульса) и его спектра Фурье, накопление сигналов и сохранение результатов измерений осуществлялось оригинальным программным обеспечением для персонального компьютера. За счет использования в оптической линии задержки транслятора с линейным мотором привода столика достигалась высокая скорость регистрации сигналов, а именно измерение формы ТГц импульса в диапазоне временных задержек $T = 67$ ps, обеспечивающее спектральное разрешение $T^{-1} = 0.015$ THz в диапазоне частот 0.1–5.0 THz занимало менее 1 s (регистрация одного сигнала без усреднения нескольких реализаций).

Результаты исследований и их обсуждений

Спектры генерации исследуемых образцов фотопроводящих излучателей с плазмонными решетками приведены на рис. 4. Для проведения ТГц измерений были использованы следующие параметры: средняя мощность излучения накачки источника $P_{\text{opt}} = 2.8$ mW, напряжение смещения $U_b = 8$ V — чтобы избежать эффектов насыщения вследствие высокого переходного тока. Как видно из рис. 4, обе кривые имеют схожую форму, при этом полоса генерации составляет ~ 4 THz, при отношении сигнал/шум более 65 dB. Сравнение спектральных характеристик образцов явно указывает на почти 10-кратное увеличение излучаемой ТГц мощности и соответствующее увеличение в отношении сигнал/шум до

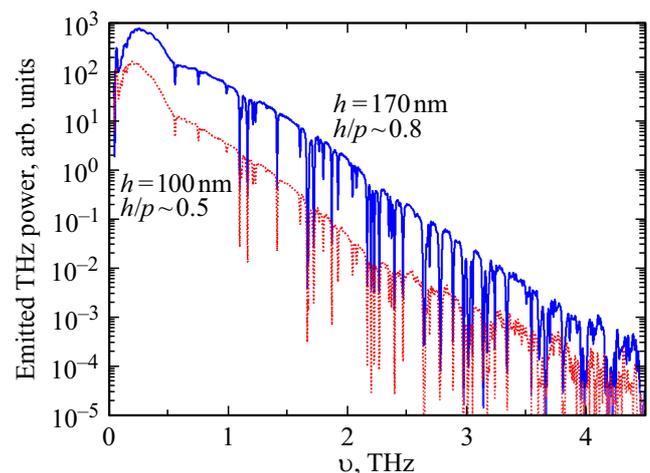


Рис. 4. Спектральные измерения мощности ТГц излучения для двух исследуемых фотопроводящих излучателей с разной геометрией плазмонных электродов: синяя сплошная кривая соответствует предложенной геометрии решетки с высотой электрода $h = 170$ nm и аспектным отношением $h/p \sim 0.8$, красная пунктирная кривая соответствует плазмонной решетке с параметрами $h = 100$ nm и $h/p = 0.5$. Измерения проводились при средней мощности в пучке накачки $P_{\text{opt}} = 2.8$ mW и внешнем смещении на электродах излучателя $U_b = 8$ V.

+10 dB, в излучателе с высотой плазмонных электродов $h = 170$ nm по сравнению с аналогичным излучателем с $h = 100$ nm.

Учитывая результаты наших прошлых исследований [17], суммарное усиление в разработанной в текущей работе геометрии плазмонной решетки составляет $\sim 10^4$ по сравнению с излучателем без решетки. Отметим, что прирост коэффициента пропускания приводит к увеличению поглощаемой полупроводником энергии лазерной накачки. Другими словами, при воздействии лазерного импульса в области контакта полупроводника и металлического электрода высокоаспектной решетки будет генерироваться большее число носителей заряда. Последнее обстоятельство приведет к усилению переходного тока, а значит, и мощности генерации ТГц излучения. Результаты моделирования предсказывают отношение коэффициентов пропускания для двух решеток $T_{170}/T_{100} \sim 0.78/0.39 = 2$ (рис. 1). Такому увеличению пропускания должен соответствовать прирост мощности ТГц излучения в ~ 22 раза. Однако данный расчет не учитывает резонансного характера усиления электрического поля при возбуждении плазмонных мод. Как показано на рис. 2, именно такой случай имеет место при высоте электрода решетки $h = 170$ nm, в то время как для решетки с $h = 100$ nm возбуждение плазмонной моды не происходит. Поэтому для более корректного сравнения моделирования с экспериментом требуется дополнительный расчет импульса переходного тока с помощью решения уравнений дрейфа-диффузии носителей заряда с учетом возбуждения плазмонных мод, который выходит за пределы настоящей работы.

Заключение

В работе предложено, теоретически обосновано и экспериментально исследовано влияние высоты плазмонного электрода h и отношения между высотой и периодом субволновой периодической металлической (плазмонной) решетки h/p в фотопроводящем излучателе на эффективность генерации ТГц излучения. Методом численного моделирования определены оптимальные параметры плазмонной решетки, соответствующие максимальному пропусканию импульса лазерной накачки через решетку. Показано, что одновременное увеличение параметров h и h/p приводит к эффективному возбуждению плазмонных мод, что сопровождается увеличением мощности генерации ТГц излучения до 10^4 раз по сравнению с традиционным фотопроводящим излучателем без решетки. Интегральная мощность генерации излучения составляет более $5 \mu W$ в полосе генерации частот $0.1-4$ THz при эффективности конверсии $\sim 0.2\%$.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 19-79-10240.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Д.С. Пономарев, А.Э. Ячменев, Д.В. Лаврухин, Р.А. Хабибуллин, Н.В. Черномырдин, И.Е. Спектор, В.Н. Курлов, В.В. Кведер, К.И. Зайцев. Усп. физ. наук., **194** (1), 2–22 (2024). DOI: 10.3367/UFNr.2023.07.039503 [D.S. Ponomarev, A.E. Yachmenev, D.V. Lavrukhin, R.A. Khabibullin, N.V. Chernomyrdin, I.E. Spector, V.N. Kurlov, V.V. Kveder, K.I. Zaytsev. Phys. Usp., **67** (1), 3–21 (2024). DOI: 10.3367/UFNe.2023.07.039503].
- [2] X. Li, J. Li, Y. Li, A. Ozcan, M. Jarrahi. Light: Sci. Appl., **12**, 233 (2023). DOI: 10.1038/s41377-023-01278-0
- [3] E. Castro-Camus, M. Alfaro M. Photon. Res., **4** (3), 36 (2016). DOI: 10.1364/PRJ.4.000A36
- [4] A.E. Yachmenev, D.V. Lavrukhin, I.A. Glinskiy, N.V. Zenchenko, Yu.G. Goncharov, I.E. Spector, R.A. Khabibullin, T. Otsuji, D.S. Ponomarev. Opt. Eng., **59** (6), 061608 (2019). DOI: 10.1117/1.OE.59.6.061608
- [5] A. Singh, A. Pashkin, S. Winnerl, M. Helm, H. Schneider. ACS Photon., **5**, 2718 (2018). DOI: 10.1021/acsp Photonics.8b00460
- [6] A. Singh, A. Pashkin, S. Winnerl, M. Welsch, C. Beckh, P. Sulzer, A. Leitenstorfer, M. Helm, H. Schneider. Light: Sci. Appl., **9**, 30 (2020). DOI: 10.1038/s41377-020-0265-4
- [7] D.H. Auston. Appl. Phys. Lett., **26**, 101 (1975). DOI: 10.1063/1.88079
- [8] P.-K. Lu, X. Jiang, Y. Zhao, D. Turan, M. Jarrahi. Appl. Phys. Lett., **120** (26), 261107 (2022). DOI: 10.1063/5.0098340
- [9] I.E. Ilyakov, B.V. Shishkin, V.L. Malevich, D.S. Ponomarev, R.R. Galiev, A.Yu. Pavlov, A.E. Yachmenev, S.P. Kovalev, M. Chen, R.A. Akhmedzhanov, R.A. Khabibullin. Opt. Lett., **46** (14), 3360 (2021). DOI: 10.1364/OL.428599
- [10] S. Lepeshov, A. Gorodetsky, A. Krasnok, E. Rafailov, P. Belov. Las. Photon. Rev., **11**, 1600199 (2017). DOI: 10.1002/lpor.201600199
- [11] C. Berry, N. Wang, M. Hashemi, M. Unlu, M. Jarrahi. Nat. Commun., **4**, 1622 (2013). DOI: 10.1038/ncomms2638
- [12] E. Isgandarov, L. Pichon, X. Ropagnol, M.A. El Khakani, T. Ozaki. J. Appl. Phys., **133**, 153102 (2023). DOI: 10.1063/5.0143238
- [13] D.S. Ponomarev, D.V. Lavrukhin, I.A. Glinskiy, A.E. Yachmenev, N.V. Zenchenko, R.A. Khabibullin, T. Otsuji, Yu. Goncharov, K.I. Zaytsev. Opt. Lett., **48** (5), 1220 (2023). DOI: 10.1364/OL.486431
- [14] A. Gorodetsky, I.T. Leite, E.U. Rafailov. Appl. Phys. Lett., **119** (11), 111102 (2021). DOI: 10.1063/5.0062720
- [15] A. Gorodetsky, D.V. Lavrukhin, D.S. Ponomarev, S.V. Smirnov, A. Yadav, R.A. Khabibullin, E.U. Rafailov. IEEE J. Select. Top. Quant. Electron., **29** (5), 8500505 (2023). DOI: 10.1109/JSTQE.2023.3271830
- [16] K.A. Kuznetsov, S.A. Tarasenko, P.M. Kovaleva, P.I. Kuznetsov, D.V. Lavrukhin, Yu.G. Goncharov, A.A. Ezhov, D.S. Ponomarev, G.Kh. Kitaeva. Nanomat., **12**, 3779 (2022). DOI: 10.3390/nano12213779
- [17] D.V. Lavrukhin, A.E. Yachmenev, I.A. Glinskiy, R.A. Khabibullin, Y.G. Goncharov, M. Ryzhii, T. Otsuji, I.E. Spector, M. Shur, M. Skorobogatiy, K.I. Zaytsev, D.S. Ponomarev. AIP Adv., **9**, 015112 (2019). DOI: 10.1063/1.5081119

- [18] D.S. Ponomarev, D.V. Lavrukhin, N.V. Zenchenko, T.V. Frolov, I.A. Glinskiy, R.A. Khabibullin, G.M. Katyba, V.N. Kurlov, T. Otsuji, K.I. Zaytsev. *Opt. Lett.*, **47** (7), 1899 (2022). DOI: 10.1364/OL.452192
- [19] I.V. Minin, O.V. Minin, I.A. Glinskiy, R.A. Khabibullin, R. Malureanu, A. Lavrinenko, D.I. Yakubovsky, V.S. Volkov, D.S. Ponomarev. *Appl. Phys. Lett.*, **118**, 131107 (2021). DOI: 10.1063/5.0043923
- [20] I.H. Malitson, F.V. Murphy, W.S. Rodney. *J. Opt. Soc. Am.*, **48**, 72 (1958). DOI: 10.1364/JOSA.48.000072
- [21] B.Y. Hsieh, M. Jarrahi. *J. Appl. Phys.*, **109**, 084326 (2011). DOI: 10.1063/1.3567909
- [22] Д.В. Лаврухин, Р.Р. Галиев, А.Ю. Павлов, А.Э. Ячменев, М.В. Майтама, И.А. Глинский, Р.А. Хабибуллин, Ю.Г. Гончаров, К.И. Зайцев, Д.С. Пономарев. *Опт. и спектр.*, **126** (5), 663 (2019). DOI: 10.61011/OS.2024.01.57558.1-24 [D.V. Lavrukhin, R.R. Galiev, A.Yu. Pavlov, A.E. Yachmenev, M.V. Maytama, I.A. Glinskiy, R.A. Khabibullin, Yu.G. Goncharov, K.I. Zaytsev, D.S. Ponomarev. *Opt. Spectrosc.*, **126**, 580 (2019). DOI: 10.1134/S0030400X19050199].
- [23] Д.В. Лаврухин, А.Э. Ячменев, И.А. Глинский, Н.В. Зенченко, Р.А. Хабибуллин, Ю.Г. Гончаров, И.Е. Спектор, К.И. Зайцев, Д.С. Пономарев. *Опт. и спектр.*, **128** (7), 1012 (2020). DOI: 10.61011/OS.2024.01.57558.1-24 [D.V. Lavrukhin, A.E. Yachmenev, I.A. Glinskiy, N.V. Zenchenko, R.A. Khabibullin, Yu.G. Goncharov, I.E. Spektor, K.I. Zaytsev, D.S. Ponomarev. *Opt. Spectrosc.*, **128**, 1018 (2020). DOI: 10.1134/S0030400X20070103].