

Генерация и детектирование импульсного терагерцового излучения с использованием фотопроводящих полупроводниковых антенн на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$

© Е.Р. Бурмистров^{1,2}, Л.П. Авакянц¹, Н.А. Парфентьева², С.Н. Гаврилин²

¹ Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

² Национальный исследовательский Московский государственный строительный университет, Москва, Россия
e-mail: burmistrover@my.msu.ru

Поступила в редакцию 07.06.2025 г.

В окончательной редакции 19.07.2025 г.

Принята к публикации 30.07.2025 г.

Исследованы генерация и детектирование терагерцового (ТГц) излучения с использованием фотопроводящих антенн на основе низкотемпературных гетероструктур $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$. Многослойные структуры, выращенные методом металлоорганического химического осаждения из газовой фазы, продемонстрировали эффективность преобразования фемтосекундного лазерного излучения в ТГц импульсы $8 \cdot 10^{-5}$. При мощности оптической накачки 57 мВт и напряжении смещения 15 В достигнута средняя выходная мощность ТГц излучения 4.5 мВт. Частотный спектр излучения сосредоточен в области 1.0–1.2 ТГц с полосой пропускания до 3 ТГц. Исследованы временные и спектральные характеристики сигнала, а также зависимости мощности ТГц излучения от параметров накачки и смещения. Полученные результаты подтверждают перспективность использования $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ для создания источников и детекторов ТГц диапазона, что открывает новые возможности для приложений в ТГц спектроскопии и оптоэлектронике.

Ключевые слова: фотопроводящие антенны, нитрид галлия, терагерцовое излучение, оптическая накачка, временные формы, импульсная терагерцовая спектроскопия.

DOI: 10.61011/OS.2025.09.61767.8258-25

Введение

В последнее время терагерцовый (ТГц) диапазон частот (0.1–10 ТГц) стал одним из наиболее важных направлений исследований в области фотоники и оптоэлектроники [1]. Особое внимание сосредоточено на разработке эффективных методов генерации и детектирования импульсного ТГц излучения с использованием полупроводниковых материалов. Интерес обусловлен, прежде всего, свойством данных материалов преобразовывать оптическое излучение в ТГц электромагнитные волны, что, в свою очередь, открывает новые возможности не только для прикладных разработок, таких как получение изображений в ТГц диапазоне, но и для фундаментальных исследований в области физики конденсированного состояния [2].

Центральное место в импульсной ТГц спектроскопии занимают фотопроводящие полупроводниковые антенны (ФПА). Наибольший интерес представляют такие свойства ФПА, как прямое преобразование излучения фемтосекундного лазера в ТГц волны, а также обратное преобразование ТГц излучения в измеряемый электрический сигнал с сохранением информации о фазе и амплитуде исходного импульса. Активное применение ФПА находят, например, в импульсной ТГц спектроскопии с временным разрешением (THz-TDS) [2,3].

В современных исследованиях генерация широкополосного ТГц излучения реализуется преимущественно следующими способами: (i) процесс оптического выпрямления в нелинейных кристаллах с выраженной квадратичной нелинейностью [4], (ii) возбуждение сверхбыстрой фотопроводимости в полупроводниковых электрооптических материалах [5], (iii) излучение Черенкова в поляризованных сегнетоэлектрических структурах с нелинейным откликом [6]. Несмотря на существование различных механизмов генерации, в полупроводниках доминирующим остается механизм фотопроводимости [7].

При поглощении фотонов, испускаемых фемтосекундным лазером, в фотопроводящем слое ФПА рождаются электронно-дырочные пары. Этот процесс может происходить как при энергии кванта, превышающей ширину запрещенной зоны (прямое поглощение), так и при меньшей энергии, например, за счет многофотонного поглощения или примесных уровней. В обоих случаях фотоиндуцированные неравновесные носители заряда создают электрический дипольный момент, вызывающий экранирование приложенного электрического поля. Терагерцовое излучение возникает вследствие генерации переходного тока, индуцированного резким изменением фотопроводимости при поглощении фемтосекундных лазерных импульсов [8]. Сама антенная структура

служит излучающим элементом, преобразующим ток в электромагнитные волны ТГц диапазона. Эффективность данного процесса определяется не только параметрами лазерного излучения (длиной волны и интенсивностью) и свойствами фотопроводящего слоя (подвижностью носителей, временем жизни), но и геометрией самой антенной структуры. Примечательно отметить, что генерация ТГц излучения в ФПА возможна даже при отсутствии приложенного электрического поля. Это явление хорошо известно и наблюдается, в частности, в bias-free ФПА-источниках, не требующих внешнего смещения. Подробное исследование данного эффекта представлено в работах [9–11].

Особое значение имеет конфигурация электродов, которая существенно влияет на пространственное распределение фототока и, как следствие, определяет спектральный состав и отношение сигнал/шум генерируемого ФПА ТГц излучения [12,13]. Наибольшее распространение получили линейные дипольные антенны, обеспечивающие широкополосное излучение благодаря субволновым межэлектродным зазорам, а также спиральные структуры [14,15]. Особый интерес представляют антенны типа „галстук-бабочка“, в которых специфическая геометрия электродов позволяет эффективно управлять поляризационными характеристиками излучения [16,17].

В контексте развития ТГц фотоники значительные усилия направлены на создание компактных источников излучения с высокой эффективностью преобразования. При создании ФПА для генерации ТГц импульсов определяющее значение имеют высокое темновое сопротивление и оптимальная геометрия антенны. Среди перспективных материалов для ФПА особого внимания заслуживают структуры на основе низкотемпературного LT (low-temperature grown)-GaAs. Основное преимущество LT-GaAs связано с особенностями его роста при пониженных температурах, приводящими к формированию избыточной концентрации атомов мышьяка (As), что, в свою очередь, создает множество ловушек для носителей заряда [18]. Создание различных центров захвата с целью уменьшения времени жизни носителей является одной из центральных задач в технологии ТГц ФПА. Наряду с этим LT-GaAs демонстрирует исключительно высокое темновое сопротивление ($10^6 - 10^9 \Omega$), позволяющее прикладывать напряжения свыше 100 В к антенным зазорам шириной 10 – 100 мкм без риска пробоя полупроводниковой структуры [19].

В работе [20] при исследовании методом THz-TDS была обнаружена анизотропия излучательных характеристик в зависимости от кристаллографической ориентации в ФПА на основе LT-GaAs антенной спирального типа. Показано, что образцы с направлением (111) демонстрируют четырехкратное превосходство по мощности генерируемого ТГц излучения по сравнению с аналогичным показателем в образцах с направлением (100).

Особый интерес представляет генерация ТГц излучения с использованием ФПА на основе LT-In_xGa_{1-x}As.

Узкая запрещенная зона, величина которой определяется концентрацией индия (In), обеспечивает высокую чувствительность материала к излучению в видимом и инфракрасном (ИК) диапазонах. Это свойство приобретает особую значимость при использовании в системах с Ti:Sa-лазерами. В работе [21] продемонстрирована возможность генерации широкополосного ТГц излучения при оптическом возбуждении бериллий(Be)-легированной ФПА на основе LT-In_xGa_{1-x}As лазерным излучением с длиной волны 1.56 мкм. Спектральные измерения показали, что верхняя граница генерируемого ТГц излучения достигает 3 THz.

В современных системах импульсной ТГц спектроскопии ключевыми параметрами, определяющими эффективность ФПА-детекторов, являются высокая подвижность и короткое время жизни носителей. Экспериментально установлено, что высокая подвижность обеспечивает быстрый отклик ФПА на ТГц электромагнитное поле за счет эффективного разделения индуцированных носителей. Одновременно короткое время жизни (< 1 ps) позволяет расширить детектируемую полосу частот и увеличить соотношение сигнал/шум. В частности, исследования стандартных LT-GaAs-структур с конфигурацией антенны по типу „галстук-бабочка“ показали, что при подвижности $400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ и времени жизни носителей 0.5 ps верхняя граница детектируемого частотного диапазона составляет 3 THz [22].

Использование ФПА-источников на основе сверхрешеточных структур позволяет существенно повысить эффективность преобразования оптического излучения в ТГц сигнал за счет увеличения фотопроводимости. Измерения показали, что при одинаковой мощности накачки сверхрешеточные ФПА-источники на основе LT-InGaAs/InAlAs демонстрируют в 2–3 раза более высокую амплитуду ТГц сигнала по сравнению с традиционными антеннами LT-GaAs [20]. В процессе исследований ФПА на основе InAs/GaAs были достигнуты значения подвижности носителей $843 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ при сохранении их времени жизни 1.2 ps [23]. Дальнейшее развитие технологии ФПА связано с использованием гетероструктур на основе сверхрешеток InGaAs/InAlAs, что позволило не только существенно увеличить амплитуду ТГц импульсов, но и расширить рабочую полосу до 4 THz [24].

Особый интерес представляют исследования [25,26], демонстрирующие генерацию ТГц излучения в гетероструктурах InGaN/GaN с множественными квантовыми ямами (МКЯ). Экспериментальные результаты и теоретическое моделирование позволили установить, что в таких структурах механизм генерации связан с процессами динамической поляризации в активной области. В частности, было показано, что фотовозбужденные электронно-дырочные пары вызывают нестационарное экранирование встроенного электрического поля.

Исследования кристалла GaN, выращенного при низких температурах, выявили его уникальные характеристики, среди которых можно выделить широ-

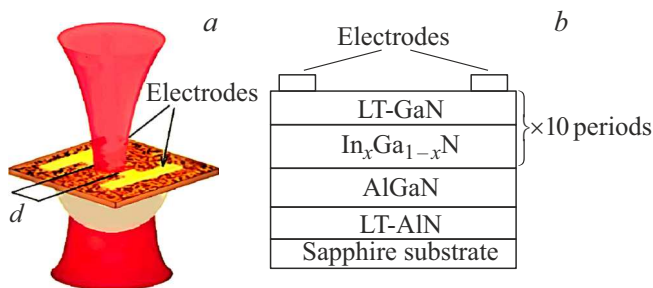


Рис. 1. Внешний вид (а) и слоевая структура (b) ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$, указан межэлектродный зазор d .

кую запрещенную зону (3.5 eV), низкий темновой ток и высокую подвижность основных носителей заряда ($\sim 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) [6]. Процесс низкотемпературного роста ($T < 500^\circ\text{C}$) приводит к встраиванию избыточного N_2 в решетку GaN, формированию N-вакансий и появлению глубоких энергетических уровней в запрещенной зоне. Как следствие, время жизни основных носителей заряда существенно сокращается, достигая значений $\sim 10^{-12} \text{ s}$. В работе [27] методом THz-TDS исследованы оптические и электрофизические свойства пленок $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ с содержанием In от 7 % до 14 % в диапазоне частот 0.3 – 3 THz. Установлено, что показатель преломления и проводимость $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ монотонно возрастают с увеличением содержания In, достигая максимальных значений для InN. Выявлено, что при концентрации In свыше 10 % наблюдается существенное влияние дефектов и неоднородностей в структуре полупроводника.

Таким образом, гетероструктуры $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ с повышенным содержанием In ($> 20\%$) в фотопроводящем слое представляют перспективный класс материалов для ФПА, обладающий рядом преимуществ по сравнению с традиционно используемыми LT-GaAs и $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$. В работе впервые экспериментально продемонстрирована возможность создания и использования ФПА на основе сверхрешеток $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$, что открывает новые перспективы для разработки устройств ТГц электроники.

Экспериментальные образцы фотопроводящих ТГц антенн на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$

Здесь представлены результаты исследований по генерации и детектированию ТГц импульсов с использованием ФПА на основе решеточных структур $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$. Исследуемые гетероструктуры были выращены методом металлоорганического химического осаждения из газовой фазы (МОСVD). Исследовались образцы производителей АО „Светлана-Рост“. На рис. 1 представлено схематичное изображение и слоевая структура исследованных ФПА.

На сапфировой подложке с кристаллографическим направлением (0001) была выращена многослойная структура. Первоначально формировался буферный слой LT-AlN толщиной 100 nm, предназначенный для уменьшения рассогласования параметров кристаллической решетки между подложкой и последующими слоями. Затем осаждался промежуточный слой AlGaIn толщиной 50 nm, выполняющий функцию барьера для носителей заряда. Активная область структуры состояла из 10 периодов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ с толщиной слоев 5 nm и 15 nm соответственно, где содержание In составило 32 %. Все слои выращивались при пониженной температуре 450°C . Замыкающий слой LT-GaN служил также для защиты от поверхностного пробоя. Суммарная толщина фотопроводящего слоя 200 nm.

После роста структура подверглась термической обработке, включающей быстрый отжиг при 450°C в течение 1 min в атмосфере азота N_2 с последующим контролируемым охлаждением со скоростью 10°C/s . Данная процедура способствовала релаксации механических напряжений и улучшению электрофизических характеристик ФПА. Режимы отжига специально были оптимизированы с учетом требований к ТГц антеннам, где критически важны низкое переходное сопротивление и высокая подвижность носителей в контактных областях.

Для создания антенной структуры с дипольной топологией формировались омические контакты, характеризующиеся линейной вольт-амперной характеристикой (ВАХ) и низким барьерным потенциалом. Зазор между электродами составил $10 \mu\text{m}$. Многослойная система Ti/Al/Ni/Au толщиной 300 nm наносилась методом термического напыления. Титан обеспечил адгезию к поверхности полупроводника. Алюминий использовался в качестве основного проводящего канала. Никель применялся для предотвращения взаимной диффузии носителей заряда, а золотое покрытие использовалось для защиты поверхности от окисления.

Отметим, что по сравнению с однослойными структурами многослойные обладают лучшими электрическими и оптическими свойствами за счет эффектов на гетерогранице, например шероховатостей, которые способствуют транспорту носителей зарядов в активной области. Благодаря глубоким дефектным уровням в данных структурах можно достичь пикосекундного времени жизни и значительно снизить скорость рассеяния фотовозбужденных носителей, что, в свою очередь, сопровождается уменьшением времени релаксации и темнового тока.

При генерации ТГц излучения электроды ФПА соединялись с источником питания (рис. 2). Импульс тока J , создаваемый в процессе поглощения фемтосекундных лазерных импульсов в ФПА, прямо пропорционален напряженности внешнего электрического поля, создаваемого DC-источником:

$$J = \langle N \rangle e \mu E_{DC}. \quad (1)$$

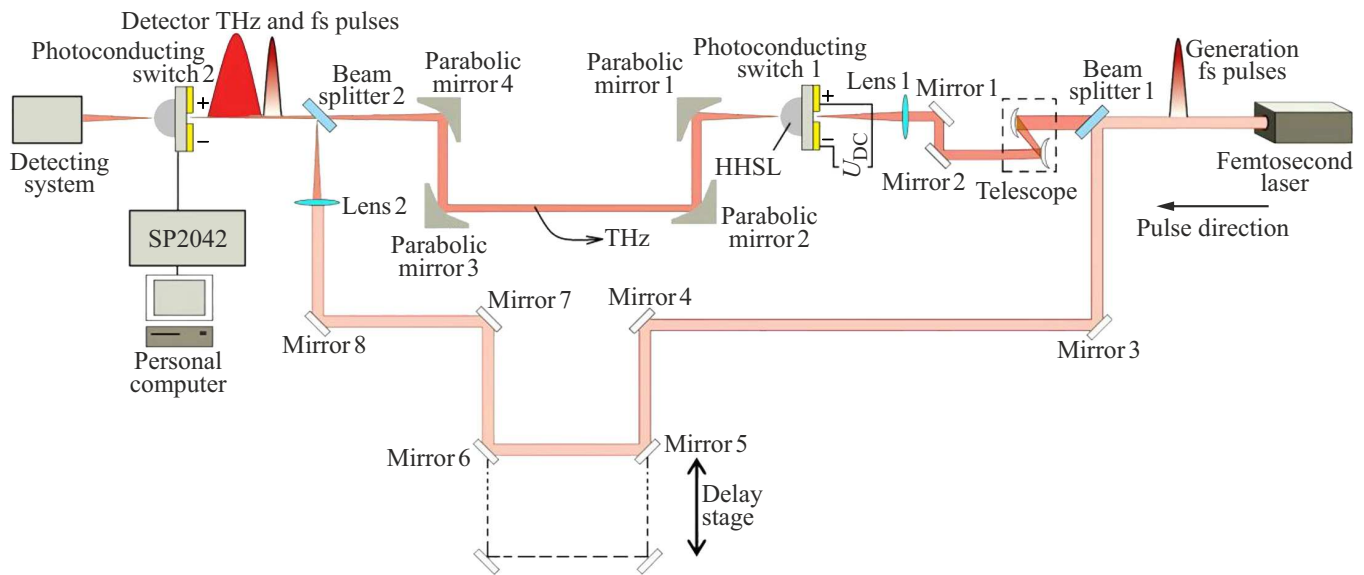


Рис. 2. Схема экспериментальной установки THz-TDS.

где $\langle N \rangle$ — средняя концентрация фотовозбужденных носителей, $E_{DC} = U_{DC}/d$ — напряженность внешнего электрического поля, U_{DC} — напряжение смещения внешнего источника. Для регистрации ТГц импульсов электроды ФПА подсоединялись к высокочувствительному измерителю тока ($\sim 10^{-16}$ А). Формирование тока детектирования осуществлялось при одновременном взаимодействии фемтосекундного и ТГц импульсов в межэлектродном зазоре на поверхности ФПА. Если напряженность электрического поля ТГц импульса E_{THz} , то возникающий при этом импульс тока $J \sim E_{THz}$. При этом длительность лазерного импульса много меньше периода колебаний ТГц электромагнитной волны.

Электрическое поле ТГц импульсов, генерируемых с помощью ФПА, можно описать в приближении дипольного излучения без учета конкретного типа колебательной релаксации носителей заряда с использованием следующего выражения:

$$E_{THz} = \frac{Ae}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \frac{\partial N(t)}{\partial t} \mu U_{DC}, \quad (2)$$

где A — площадь пятна в зазоре между электродами, $N(t)$ — зависящая от времени концентрация фотовозбужденных носителей с подвижностью μ , r — расстояние от ФПА до точки пространства, для которой мы хотим рассчитать значение напряженности электрического поля ТГц электромагнитной волны. При выводе соотношения (2) учитывалось, что расстояние между ФПА и какой-либо точкой пространства, для которой требуется рассчитать значение ТГц поля, превышает размеры самой ФПА.

Методика эксперимента

Наша исследовательская группа разработала экспериментальную установку для изучения спектральных характеристик ФПА на основе структуры $LT-In_xGa_{1-x}N/GaN$, которая реализует стандартную схему THz-TDS. Данная методика уже доказала свою эффективность ранее в работе [28] и была успешно применена для плазмонного детектирования ТГц излучения в многослойных полупроводниковых гетероструктурах $InGaN/AlGaIn/GaN$. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.

Экспериментальная установка включала в себя Ti:Sa-лазер ($\lambda = 800$ nm, длительность импульса 130 fs, средняя выходная мощность излучения 57 mW и частота повторения 60 MHz). Делитель пучка (Beamsplitter 1) разделял излучение диаметром пучка 1.8 mm на пучок накачки и референтный пучок, которые следовали по различным оптическим путям. Пучок накачки использовался в канале генерации ТГц импульсов в ФПА1 (Photoconducting switch 1). Референтный пучок проходил через оптическую линию задержки (Delay stage), образованную зеркалами 4–7 (Mirrors 4–7) и использовался в когерентной схеме детектирования. Регулированием расстояния между Mirror 4 и Mirror 5 достигалась синхронизация времени прихода одного импульса относительно другого на ФПА2-детектор (Photoconducting switch 2). Детектирующая антенна ФПА2 ничем не отличалась от ФПА1-эмиттера. В режиме детектора электрический ток на ФПА2 пропорционален мгновенной напряженности электрического поля ТГц импульсов.

Поскольку Ti:Sa-лазер генерирует излучение на длине волны 800 nm, энергия фотонов составляет 1.55 eV. Как отмечалось ранее, одним из ключевых преимуществ

ФПА на основе структур $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ является их широкая запрещённая зона ($\sim 3.4 \text{ eV}$). Для перехода электронов из валентной зоны в зону проводимости требуется энергия, превышающая ширину запрещённой зоны. В случае трёхфотонного поглощения суммарная энергия трёх квантов (4.65 eV) оказывается достаточной для фотовозбуждения. Однако данный процесс характеризуется низкой вероятностью и требует высокой интенсивности лазерного излучения, что делает его энергетически неэффективным.

Для возбуждения носителей заряда в ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ использовалась вторая гармоника Ti:Sa -лазера с длиной волны 400 nm (энергия фотона 3.1 eV). Особенности кристаллической структуры вюрцита GaN с гексагональной сингонией, выращенного вдоль полярного направления (0001), приводят к формированию на гетерогранице $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ встроенных электрических полей с напряженностью до MV/m , вызванных спонтанной и пьезоэлектрической поляризациями. Эти поля, обусловленные полярной природой GaN , играют важную роль в механизме генерации ТГц излучения, обеспечивая эффективное разделение носителей заряда непосредственно после фотовозбуждения. В процессе динамического экранирования встроенных полей формируются пикосекундные токовые импульсы. Математически данный процесс описывается уравнением смещения

$$P(t) \propto \int_0^t J_{\text{bias}}(t') dt', \quad (3)$$

где J_{bias} — ток смещения, связанный с поляризацией, t — длительность фемтосекундного импульса.

Для корректного изучения свойств ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ нужно было как-то подавить эту „паразитную“ генерацию. Условия эксперимента специально были подобраны таким образом, чтобы нивелировать вклад динамического экранирования встроенных полей. Это было достигнуто путем приложения внешнего поля противоположной полярности по отношению к внутреннему. Падающий на поверхность ФПА1 под углом Брюстера световой пучок накачки имел P -поляризацию электрического поля. При падении под углом Брюстера максимальная энергия P -поляризованного света проникает в материал, минимизируя отражение. Размер пятна фемтосекундного лазера в межэлектродном зазоре на поверхности ФПА1 составил $4 \mu\text{m}$, что позволило достичь высокой пространственной локализации возбуждения. Заметим, что размер пятна был близок к дифракционному пределу, что важно для когерентного возбуждения. Для фокусирующих линз с нормальной фокусировкой минимальный размер пятна, до которого можно сфокусировать лазерный пучок, составляет $5.1 \mu\text{m}$.

Со стороны подложки ФПА1 расходящееся ТГц излучение фокусировалось гиперполусферической линзой из

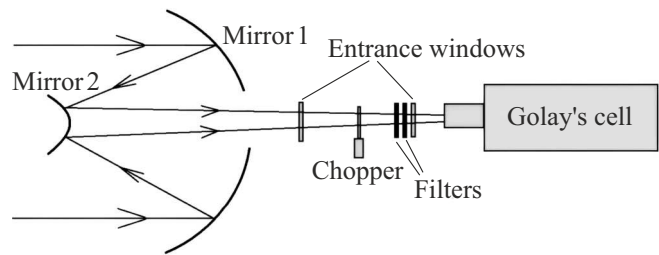


Рис. 3. Схематическое изображение детектирующей системы с использованием ячейки Голя.

высокоомного кремния (HNHL) диаметром 15 mm и направлялось на ФПА2-детектор. Детектирование токовых импульсов, сгенерированных с помощью ФПА2, проводилось с помощью синхронного усилителя SP2042 при одновременном освещении зазора между электродами ТГц и фемтосекундными импульсами.

Измерения мощности ТГц излучения проводились с использованием оптоакустического преобразователя — ячейки Голя. Оптическая система ввода излучения состояла из телескопической схемы на базе двух сферических зеркал, обеспечивающей эффективную фокусировку ТГц пучка на входное окно детектора при минимальных потерях энергии за счет рассеяния (рис. 3).

Для спектральной селекции излучения перед детектором устанавливался набор фильтров высокочастотного отсека. Модуляция сигнала осуществлялась механическим прерывателем (Chopper). В качестве рабочей среды ячейки Голя использовался ксенон. Терагерцевое излучение поглощалось полупрозрачной пластинкой, расположенной на входе в устройство, что, в свою очередь, сопровождалось нагреванием газа. С другой стороны камеры находилась гибкая мембрана, задняя поверхность которой отражала падающий на нее луч от светодиода. В процессе нагревания газа поверхность мембраны искривлялась. При этом менялась интенсивность света, отраженного от ее задней поверхности, давая возможность измерения мощности ТГц излучения.

Холловская подвижность и концентрация фотовозбужденных носителей заряда в ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ определялись в геометрии Ван дер Пау на установке „ЕсоріаHMS-3000“ в магнитных полях до 3 T в темноте при комнатной температуре.

Результаты эксперимента

Как видно из рис. 4, представленные экспериментальные данные демонстрируют временные и спектральные характеристики ТГц излучения, генерируемого ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$. При анализе работы ФПА ключевым параметром является не абсолютное значение напряжения смещения, а напряженность электрического поля $E = U_{\text{DC}}/d$, определяемая отношением напряжения внешнего источника U_{DC} к расстоянию d между электродами. В исследованных ФПА с межэлектродным

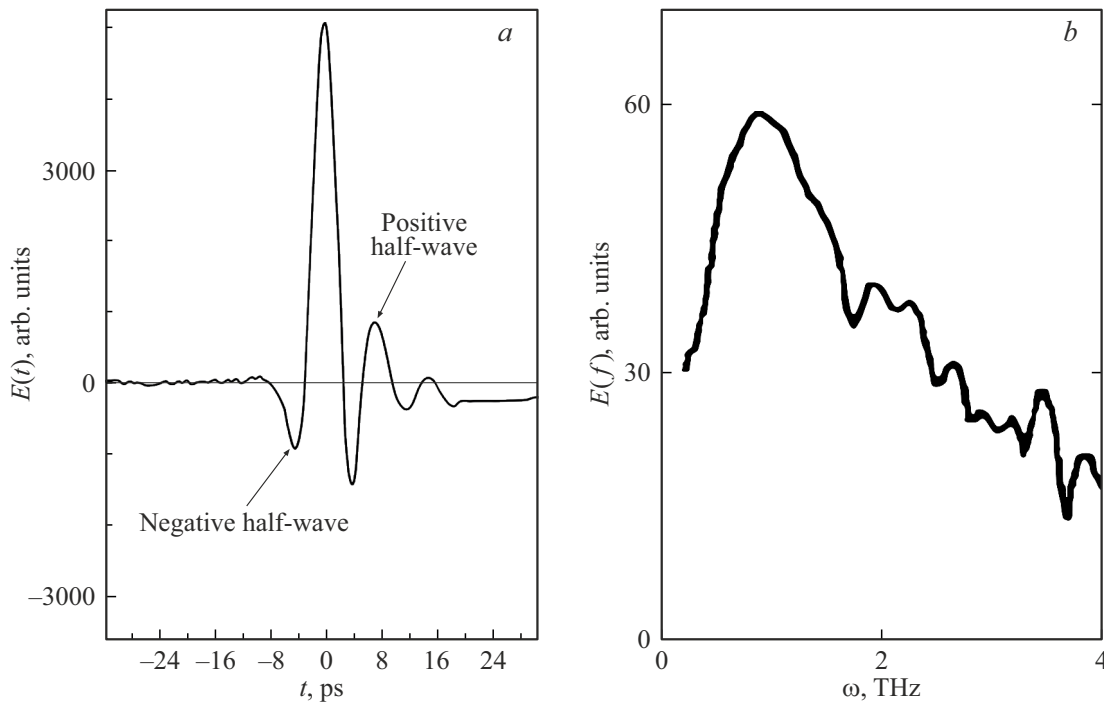


Рис. 4. Временная форма (a) и частотный спектр (b) фурье-амплитуды ТГц импульса, генерируемого фотопроводящей антенной на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$.

зазором $10\text{ }\mu\text{m}$ при напряжении смещения 15 V создается электрическое поле с напряженностью 1.5 MV/m .

Зарегистрированный однопериодный сигнал имеет четко выраженные положительные и отрицательные полуволны. Из рис. 4, b видно наличие шумовой составляющей в высокочастотной области, проявившейся в виде характерного „хвоста“.

Из рис. 4, a видно, что ширина главного максимума на половине его высоты составляет приблизительно 4000 fs . Шаг управляемой оптической линии задержки в экспериментальной установке равен $5\text{ }\mu\text{m}$, что соответствует 17 fs . Таким образом, временная форма ТГц импульса получена путем накопления выборки значений напряженности поля, объем которой равен 235 точек.

Проведенные холловские измерения показали, что в ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ подвижность и концентрация основных носителей заряда равны $\mu_H = 170\text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ и $n_H = 5.2 \cdot 10^{12}\text{ cm}^{-2}$. Сопротивление фотопроводящего слоя в темноте составило $90\text{ M}\Omega$.

Исходя из общеизвестных тенденций эффективная масса двумерных носителей в твердом растворе $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ должна быть меньше, чем в бинарном GaN, для которого и экспериментальные данные, и теоретические расчеты из первых принципов дают значения в диапазоне $0.18 - 0.24m_0$ (где m_0 — масса свободного электрона). Прямые измерения электронной эффективной массы в $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x = 20\%$) дают с учетом флуктуаций состава In значения в диапазоне $0.194 - 0.197m_0$ [29]. Для более узкозон-

ной КЯ $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x = 33\%$) авторы работы [30] приводят значения $0.204 - 0.205m_0$. Оценка времени жизни фотовозбужденных носителей в ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ с использованием соотношения $\tau = \mu m^*/e$ дает значение 200 ps . Полоса пропускания ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ составила приблизительно 3 THz .

Отметим, что хотя сокращение времени жизни носителей в ФПА приводит к уширению её частотной характеристики (что математически следует из преобразования Фурье), фактическая рабочая полоса пропускания ТГц спектрометра в первую очередь определяется согласованной работой всей системы „источник-детектор“. Если детектор обладает существенно большим временем жизни носителей, его частотная характеристика становится ограничивающим фактором. В этом случае уменьшение τ в источнике не приведет к значимому расширению общей полосы системы. Оптимальная работа спектрометра требует согласования временных параметров обоих компонентов.

На рис. 5 представлены экспериментально полученные зависимости мощности ТГц излучения ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ от приложенного напряжения смещения и средней мощности фемтосекундного лазерного излучения.

Сравнительный анализ эффективности различных ФПА показал следующее. В работе [31] для ФПА на основе LT-GaAs дипольной топологией при мощности оптической накачки $P_{\text{pump}} = 15\text{ mW}$ и напряжении смещения $U_{\text{DC}} = 30\text{ V}$ была зарегистрирована мощность

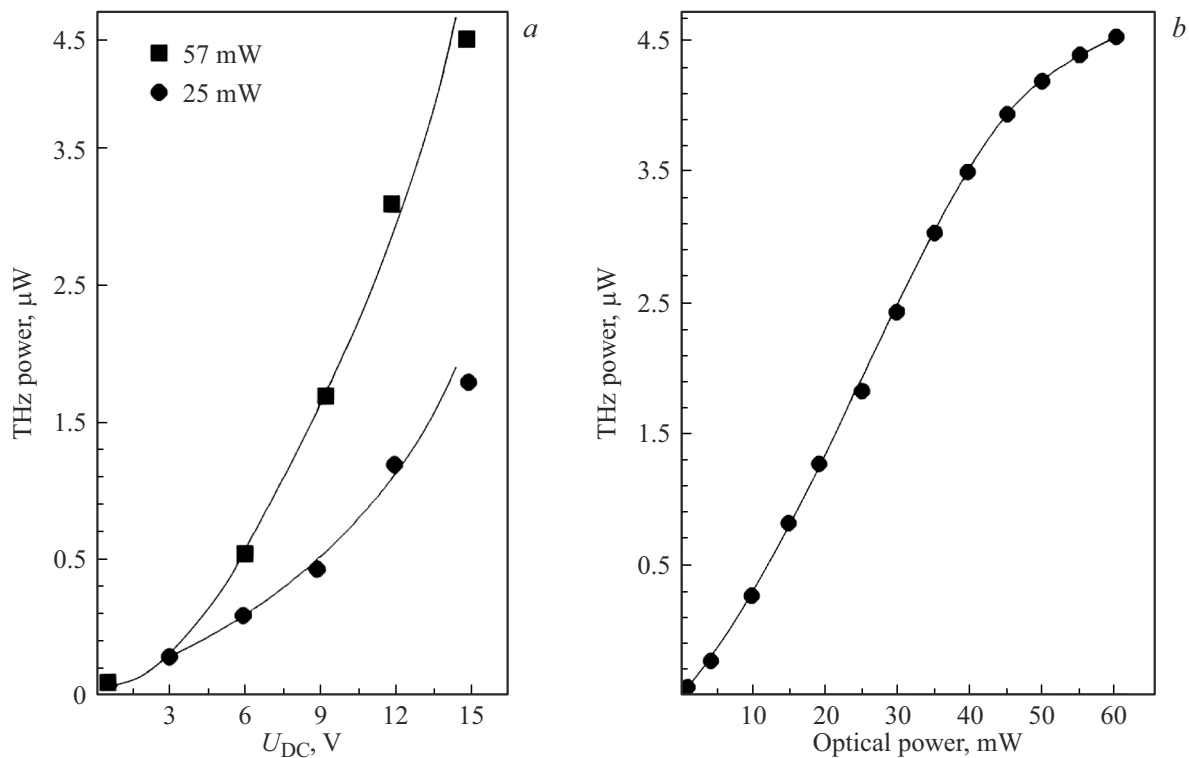


Рис. 5. Зависимость мощности ТГц излучения антенны на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ от напряжения смещения (а) и от мощности оптической накачки (b) при напряжении смещения 15 В.

ТГц излучения $P_{\text{THz}} = 0.34 \mu\text{W}$. Экстраполяция этих данных в линейном режиме (в предположении отсутствия насыщения и тепловой деградации) для $P_{\text{pump}} = 57 \text{ mW}$ дает ожидаемое значение $P_{\text{THz}} = 4.9 \mu\text{W}$. При этом характерная величина эффективности преобразования составляет $\eta = 8.6 \cdot 10^{-5}$. Однако экспериментальные данные свидетельствуют о существенном отклонении от линейной зависимости при высоких уровнях накачки. Наблюдаемый эффект насыщения, обусловленный экранированием приложенного электрического поля фотоносителями, приводит к снижению выходной мощности ТГц излучения. В результате реальная мощность не достигает теоретически предсказанного значения $4.9 \mu\text{W}$.

Более высокая эффективность ТГц преобразования ($\eta = 1.2 \cdot 10^{-4}$) достигнута в ФПА на основе Si-GaAs [22], где при $P_{\text{pump}} = 19 \text{ mW}$ и $U_{DC} = 30 \text{ V}$ получено $P_{\text{THz}} = 2.3 \mu\text{W}$. Аналогичные исследования [32] при $P_{\text{pump}} = 20 \text{ mW}$ и $U_{DC} = 20 \text{ V}$ демонстрируют значения P_{THz} в диапазоне $1 - 2 \mu\text{W}$, что согласуется с результатами исследований для ФПА на основе InGaAs [9–11]. В наших экспериментах с ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$ с использованием ячейки Голя была достигнута мощность ТГц излучения $P_{\text{THz}} = 4.5 \mu\text{W}$ при оптической накачке $P_{\text{pump}} = 57 \text{ mW}$ с эффективностью преобразования $\eta = 8 \cdot 10^{-5}$.

Анализ экспериментальных кривых выявил суперлинейный характер зависимости мощности ТГц излучения от приложенного напряжения смещения в диапазоне

$0 - 15 \text{ V}$. Полученная зависимость с высокой степенью точности описывается теоретической функцией вида $W \sim U_{DC}^b$, где при мощностях оптической накачки 57 и 25 mW показатель степени b принимает значения 1.8 и 1.5 соответственно. Полученная зависимость мощности ТГц излучения от мощности оптической накачки также демонстрирует суперлинейный вид.

Одним из ключевых факторов, определяющих эффективность генерации ТГц излучения в исследованных ФПА на основе $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}$, является процесс ударной ионизации, возникающий при высоких электрических полях ($> 10^5 \text{ V/m}$). Полученные суперлинейные зависимости мощности ТГц излучения от приложенного напряжения и мощности оптической накачки свидетельствуют о существенном вкладе данного процесса в формирование фототока. При достижении пороговых значений напряженности электрического поля (1.5 MV/m в наших экспериментах) фотоиндуцированные носители заряда приобретают достаточную энергию для ионизации атомов решетки при столкновениях, что приводит к лавинообразному росту концентрации свободных носителей и насыщению сигнала при высоких уровнях накачки (выше $\sim 50 \text{ mW}$) [22].

Анализ спектральных характеристик показал, что данный механизм не приводит к существенному ухудшению временного разрешения всей системы, поскольку время жизни носителей в исследованных ФПА остается на уровне $\sim 200 \text{ ps}$. Однако при дальнейшем увеличении

напряженности поля выше 2 MV/m отмечался рост шумовой составляющей в спектре, что может быть связано с развитием нестабильностей в процессе лавинной ионизации.

Полученные результаты позволяют предположить, что дальнейшая оптимизация состава $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ (в частности, увеличение содержания In в диапазоне $x = 0.4 - 0.5$) может способствовать снижению порога ударной ионизации за счет уменьшения эффективной массы носителей, что представляет значительный интерес для создания более эффективных ФПА-генераторов ТГц диапазона частот. При этом необходимо учитывать возможное ухудшение кристаллического качества структур при высоких концентрациях In, что требует тщательного подбора условий роста.

Заключение

В настоящей работе исследованы процессы генерации и детектирования импульсного ТГц излучения с использованием ФПА на основе низкотемпературных гетероструктур $\text{LT-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$. Основные результаты исследования могут быть сформулированы следующим образом.

Экспериментально установлено, что разработанные многослойные структуры, выращенные методом металлоорганического химического осаждения из газовой фазы и содержащие 10 периодов $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ с мольной долей индия $x = 0.32$, продемонстрировали эффективность преобразования фемтосекундного лазерного излучения в ТГц импульсы $8 \cdot 10^{-5}$ при мощности оптической накачки 57 mW и напряжении смещения 15 V. Достигнута средняя выходная мощность ТГц излучения 4.5 μW .

Проведенный спектральный анализ с использованием метода THz-TDS показал, что максимум излучения ФПА находится в диапазоне 1.0 – 1.2 THz, при этом полоса пропускания достигает 3 THz. Исследования временных характеристик сигнала выявили длительность ТГц импульса около 4 ps, что согласуется с измеренным временем жизни носителей заряда (~ 200 ps) и их подвижностью ($\sim 170 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$).

Особое внимание в работе уделено изучению зависимостей мощности ТГц излучения от параметров возбуждения. Установлено, что зависимость от напряжения смещения носит суперлинейный характер, что свидетельствует о роли процессов ударной ионизации при высоких полях. Наблюдаемое насыщение выходного сигнала при увеличении мощности накачки выше 50 mW объясняется экранированием приложенного электрического поля фотоиндуцированными носителями заряда.

Работа вносит вклад в область физики полупроводников и генерации ТГц излучения, являясь шагом к созданию более эффективных источников и детекторов ТГц диапазона. Полученные результаты имеют важное значение для развития методов импульсной ТГц

спектроскопии, поскольку разработанные ФПА могут быть использованы в качестве компактных источников и детекторов ТГц излучения для различных спектроскопических исследований.

Благодарности

Авторы выражают благодарность проф., д.ф.-м.н. Г.Х. Китаевой за идею данной работы.

Финансирование работы

Работа была поддержана грантом 2025 г. на проведение фундаментальных научных исследований (НИР/НИОКР) научными коллективами НИУ МГСУ, проект № 15-661/130, а также фондом развития теоретической физики и математики „Базис“.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] A. Krotkus. J. Phys. D, **43** (27), 273001 (2010). DOI: 10.1088/0022-3727/43/27/273001
- [2] N.M. Burford, M.O. El-Shenawee. Opt.Engineer., **56** (1), 010901 (2017). DOI: 10.1117/1.OE.56.1.010901
- [3] D. Pashnev, T. Kaplas, V.V. Koroteyev, K.M. Borysenko, S.A. Vitusevich. Appl.Phys.Lett., **117** (5), 051105 (2020). DOI: 10.1063/5.0014977
- [4] S.H. Yang, M.R. Hashemi, C.W. Berry, M. Jarrahi. IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol., **4** (5), 575 (2014). DOI: 10.1109/THZ.2014.2342505
- [5] D.H. Auston, K.P. Cheung, P.R. Smith. Appl.Phys.Lett., **45** (3), 284 (1984). DOI: 10.1063/1.95174
- [6] D.H. Auston, K.P. Cheung, J.A. Valdmanis, D.A. Kleinman. Phys. Rev. Lett., **53** (16), 1555 (1984). DOI: 10.1103/PhysRevLett.53.1555
- [7] O. Imafuji, B.P. Singh, Y. Hirose, Y. Fukushima, S. Takigawa. Appl. Phys. Lett., **91** (7), 071112 (2007). DOI: 10.1063/1.2771528
- [8] D.H. Auston. Appl. Phys. Lett., **26** (3), 101 (1975). DOI: 10.1063/1.88079
- [9] D.S. Ponomarev, R.A. Khabibullin, A.E. Yachmenev, A.Yu. Pavlov, D.N. Slapovskiy, I.A. Glinskiy, D.V. Lavruxhin, O.A. Ruban, P.P. Maltsev. Semiconductors, **51** (9), 1267 (2017). DOI: 10.21883/FTP.2017.09.44893.8508
- [10] D.V. Lavruxhin, Yu.G. Goncharov, P.A. Khabibullin, K.I. Zaytsev, D.S. Ponomarev. Techn. Phys. Lett., **50** (8), 368 (2024). DOI: 10.61011/PJT.2024.08.57513.19839 [Д.В. Лаврухин, Ю.Г. Гончаров, П.А. Хабибуллин, К.И. Зайцев, Д.С. Пономарев Письма в ЖТФ, **50** (8), 12 (2024)].
- [11] D. Turan, N.T. Yardimci, P.K. Lu, M. Jarrahi. In: *International Microwave Symposium* (IEEE/MTT-S, 2020), p. 87. DOI: 10.1109/IMS30576.2020.9224081
- [12] V. Adhikar, A. Karmakar, B. Biswas, C. Saha. In: *Advances in Terahertz Technology and its Applications* (Springer, Singapore, 2021), p. 1. DOI: 10.1007/978-981-16-5731-3_1

- [13] N. Sharma, A. Kaur. In: *World Conference on Applied Intelligence and Computing* (IEEE, 2023), p. 491. DOI: 10.1109/AIC57670.2023.10263844
- [14] Y. He, Y. Chen, L. Zhang, S. Wong, Z. Chen. *China Commun.*, **17** (7), 124 (2020). DOI: 10.23919/JCC.2020.07.011
- [15] K. Demir, M. Ünlü, H. Altan, A.B. Şahin, K. Elmabruk. *J. Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, **40** (6), 228 (2019). DOI: 10.1007/s10762-019-00588-y
- [16] Y. Shi, X. Zhang, Q. Qiu, Y. Gao, Z. Huang. *IEEE Access*, **9**, 113823(2021). DOI: 10.1109/ACCESS.2021.3103205
- [17] M.F. Ali, S. Sahu, R. Singh, G. Varshney. *J. Opt.*, **26** (12), 125601(2024). DOI: 10.1088/2040-8986/ad8583
- [18] M. Tani, K.S. Lee, X.C. Zhang. *Appl.Phys.Lett.*, **77** (9), 1396 (2000). DOI: 10.1063/1.1289914
- [19] A.M. Buryakov, M.S. Ivanov, S.A. Nomoev, D.I. Khusyainov, E.D. Mishina, V.A. Khomchenko. *Mater. Res. Bull.*, **122**, 110688(2020). DOI: 10.1016/j.materresbull.2019.110688
- [20] E. Klimov, A. Klochov, P. Solyankin, S. Pushkarev, G. Galiev, N. Yuzeeva, A. Shkurinov. *Int. J. Mod. Phys. B*, **38** (28), 2450378 (2024). DOI: 10.1142/S0217979224503788
- [21] A. Takazato, M. Kamakura, T. Matsui, J. Kitagawa. *Appl. Phys. Lett.*, **91** (1), 011102 (2007). DOI: 10.1063/1.2754370
- [22] LND Rosa, K.J. Alaba, N.I. Cabello, R. Loberternos, J.P. Ferrolino, I.C. Verona, V.P. Juguilon. *Opt. Mater.*, **150**, 115212(2024). DOI: 10.1016/j.optmat.2024.115212
- [23] R. Chen, X. Li, H. Du, J. Yan, C. Kong, G. Liu, G. Lu, X. Zhang, S. Song, X. Zhang, L. Liu. *Nanomaterials*, **14** (3), 294(2024). DOI: 10.3390/nano14030294
- [24] RJB Dietz, H. Roehle, D. Stanze, V. Montanaro, H.J. Hensel, M. Schell, B. Sartorius. In: *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves* (IEEE, 2010), p. 1. DOI: 10.1109/ICIMW.2010.5612633
- [25] G. Xu, G. Sun, Y.J. Ding, I.B. Zotova, K.C. Mandal, A. Mertiri, G. Pabst, R. Roy, N.C. Fernelius. *IEEE J. Selected Topics in Quant. Electron.*, **17**, 30(2010). DOI: 10.1109/JSTQE.2010.2046628
- [26] M.F. Saleem, G.A. Ashraf, M.F. Iqbal, R. Khan, M. Javid, T. Wang. *Int. J. Opt.*, **2023** (1), 5619799(2023). DOI: 10.1155/2023/5619799
- [27] A. Gauthier-Brun, J.H. Teng, E. Dogheche, W. Liu. *Appl. Phys. Lett.*, **100** (7), 071913 (2012). DOI: 10.1063/1.3684836
- [28] Е.Р. Бурмистров, Л.П. Авакянц. *ЖЭТФ*, **163** (5), 669 (2023). DOI: 10.31857/S0044451023050061
- [29] A. Eljarrat, L. López-Conesa, C. Magén, N. García-Lepetit, Ž. Gačević, E. Calleja, F. Peiró. *Phys. Chem. Chem. Phys.*, **18** (33), 23264(2016). DOI: 10.1039/C6CP04493J
- [30] N. Armakavicius, V. Stanishev, S. Knight, P. Kühne. *Appl. Phys. Lett.*, **112** (8), 082103 (2018). DOI: 10.1063/1.5018247
- [31] M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai, S. Nakashima. *Appl.Opt.*, **36** (30), 7853(1997). DOI: 10.1364/AO.36.007853
- [32] N.M. Burford, M.O. El-Shenawee. *Opt.Engineer.*, **56** (1), 010901 (2017). DOI: 10.1117/1.OE.56.1.010901