

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК “НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОГО” АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ДЛЯ ГЕНЕРАТОРОВ И ДЕТЕКТОРОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

А. А. Горбацевич^{1,2}, В. И. Егоркин², И. П. Казаков¹, О. А. Клименко¹,
А. Ю. Клоков¹, Ю. А. Митягин¹, В. Н. Мурзин¹,
С. А. Савинов¹, В. А. Цветков¹

Методом рипр-probe оптического отражения определено время жизни свободных неравновесных носителей заряда в эпитаксиальных пленках “низкотемпературного” арсенида галлия (LT-GaAs). Оценено темновое удельное сопротивление LT-GaAs слоев. Методом фурье-спектроскопии измерены спектры излучения LT-GaAs фотопроводящих антенн в области терагерцовых частот.

Ключевые слова: низкотемпературный арсенид галлия, оптические рипр-probe измерения, время жизни неравновесных носителей, фотопроводящие антенны, терагерцовое излучение.

Введение. Появление в последние годы мощных импульсных лазеров, в частности, с фемтосекундной длительностью импульса ($1 \text{ фс} = 10^{-15} \text{ с}$), открыло путь для создания компактных генераторов и детекторов широкополосного терагерцового (ТГц) излучения, основанных на взаимодействии лазерного излучения с веществом [1]. В качестве активных преобразующих элементов обычно используют либо фотопроводящие антенны [2], либо нелинейно-оптические кристаллы [3]. С точки зрения эффективности оптико-терагерцового преобразования первый вариант оказывается предпочтительней [4, 5]. В настоящее время наиболее интенсивно изучаемым материалом для фотопроводящих антенн является арсенид галлия, выращенный методом молекулярно-пучковой эпитаксии при пониженной температуре $T < 300 \text{ }^\circ\text{C}$. Лучшие структуры на основе

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: murzin@sci.lebedev.ru.

² НИУ МИЭТ, 124498 Россия, Московская обл., г. Зеленоград, проезд 4806, 5.

“низкотемпературного” арсенида галлия (LT-GaAs) демонстрируют субпикосекундное время жизни неравновесных носителей заряда, относительно хорошую подвижность ($\sim 10^3$ см²/В·с), высокие значения темнового удельного сопротивления и поля пробоя ($\sim 10^5$ В/см) [6, 7]. Стоит отметить, что свойства конкретных LT-GaAs структур сильно зависят от условий выращивания и последующего отжига. В связи с этим подавляющее большинство работ по LT-GaAs посвящено исследованиям динамики релаксации неравновесных носителей, проводимых с помощью различных методик “возбуждение–зондирование” (“pump-probe”) [4–6, 8, 9].

В нашей предыдущей работе [10] описаны технологические операции роста и последующего отжига эпитаксиальных пленок LT-GaAs, представлены результаты структурных исследований, проводившихся методами дифракции быстрых электронов, спектроскопии анизотропного отражения, атомно-силовой микроскопии, рентгеновской дифрактометрии, комбинационного рассеяния света и фотолюминесценции. Настоящая работа посвящена исследованию динамических характеристик выращенных LT-GaAs/GaAs структур и фотопроводящих антенн на их основе методами pump-probe оптического отражения с временной задержкой и фурье-спектроскопии в терагерцовой области.

Измерение времени жизни методом pump-probe оптического отражения. Определение времени жизни свободных неравновесных носителей заряда в выращенных пленках LT-GaAs проводилось методом pump-probe оптического отражения (рис. 1). Возбуждающие (pumping) импульсы получали при пропускании излучения Ti:Sa лазера через нелинейный кристалл ВВО и получали импульс с параметрами: $\lambda_{\text{pump}} = 400$ нм, $P_{\text{pump}}^{\text{aver}} \approx 20$ мВт, $\tau_{\text{pulse}} = 170$ фс, $f_{\text{rep}} = 76$ МГц. Далее с помощью микрообъектива их фокусировали на поверхность образца ($\varnothing_{\text{spot}} \sim 15$ мкм), в результате чего в слое LT-GaAs в области подсветки возникали малые изменения диэлектрической проницаемости и, соответственно, коэффициента отражения $r = R \cdot e^{i\varphi}$. Регистрация изменения коэффициента отражения осуществлялась с помощью модифицированного интерферометра Саньяка [11]. В данной оптической схеме импульсы первой гармоники Ti:Sa лазера ($\lambda_{\text{prob}} = 800$ нм, $P_{\text{prob}}^{\text{aver}} \approx 4$ мВт) после прохождения линии задержки DL с угловым отражателем и фазовой пластины PP2 ($\lambda/2$) попадали в интерферометр. При прохождении через поляризационный светоделитель PBS2 часть зондирующего излучения (800 нм) с горизонтальной поляризацией попадала в плечо “1” интерферометра, а с вертикальной поляризацией – в плечо “2”. После двухкратного прохождения через установленные в плечах фазовые пластины PP3 и PP4 ($\lambda/4$) импульсы меняли поля-

ризации на ортогональную, в результате чего оба далее попадали в плечо “3” и через фазовую пластину PP5 ($\lambda/4$) на образец в область подсветки. Плечи интерферометра имели немного разные длины, поэтому на образец сначала попадал зондирующий импульс из плеча “1” (опорный), а через $\Delta T \sim 500$ пс – из плеча “2” (пробный). Временное положение этой пары импульсов относительно импульса возбуждения, определяемое задержкой τ (см. вставку на рис. 1), можно было менять с помощью линии задержки DL. Отраженные от образца зондирующие импульсы повторно проходили через фазовую пластину PP5, возвращаясь к линейной поляризации, при этом импульс, пришедший из плеча “1”, попадал в плечо “2” и наоборот. После выхода из интерферометра импульсы оказывались совмещенными во времени и обладали ортогональными линейными поляризациями. Далее с помощью неполяризующего светоделителя BS импульсы отводились к схеме регистрации, состоящей из фазовой пластины PP6 ($\lambda/4$), обеспечивающей их интерференцию, поляризационного светоделителя PBS3 и двух фотодиодов PD1 и PD2, сигналы с которых поступали в синхронный усилитель SR 844.

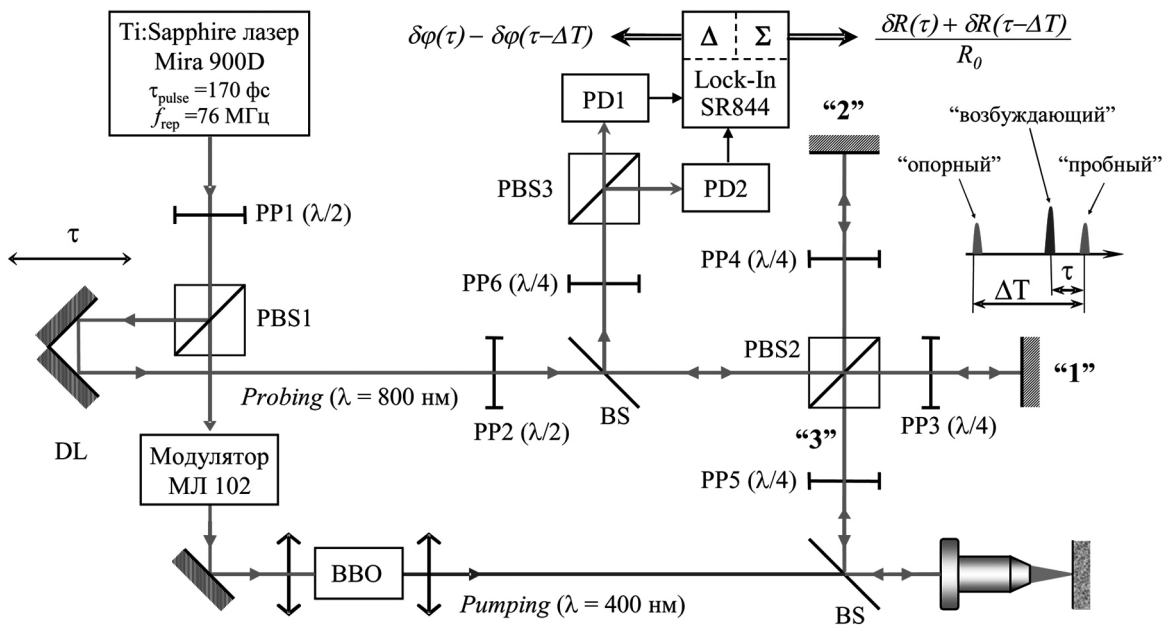


Рис. 1: Схема экспериментальной установки для исследования оптических характеристик эпитаксиальных пленок “низкотемпературного” арсенида галлия.

Можно показать [11], что сумма сигналов с фотодиодов оказывается пропорциональна сумме относительных изменений модуля коэффициента отражения в моменты времени τ и $\tau - \Delta T$ ($\delta R(\tau)/R_0 + \delta R(\tau - \Delta T)/R_0$), а разность сигналов пропорциональна

изменению фазы ($\delta\varphi(\tau) - \delta\varphi(\tau - \Delta T)$). В нашей работе анализируется только изменение модуля коэффициента отражения. Достоинством выбранной схемы с интерферометром Саньяка служит ее исключительная устойчивость по отношению к механическим вибрациям, позволяющая обойтись без активных систем стабилизации. Кроме того, применение в установке “двухцветной” методики позволяет радикально снизить прохождение на фотодетекторы паразитного рассеяния от возбуждающего излучения ($\lambda = 400$ нм).

На рис. 2 приведен характерный вид измеренных зависимостей относительного изменения коэффициента отражения $\Delta R/R_0$ пленок LT-GaAs от времени задержки τ . Нулевое время задержки соответствует полному перекрытию возбуждающего и пробного зондирующего импульсов. Поскольку величина коэффициента поглощения GaAs (соответственно, и LT-GaAs) на длине волны 800 нм составляет порядка 10^4 см⁻¹, глубину проникновения зондирующего излучения можно оценить на уровне 1 мкм, что совпадает с толщиной выращенных пленок LT-GaAs. Поскольку релаксация электронной и фононной систем происходила за времена, много меньшие периода следования импульсов (~ 13 нс), можно считать, что $\delta R(\tau - \Delta T)/R_0 \approx 0$, т.е. сигнал на выходе синхронного усилителя пропорционален изменению коэффициента отражения $\Delta R/R_0$ в момент времени τ . На кривых $\Delta R/R_0(\tau)$ можно выделить несколько участков с существенно различным характером изменения отражения во времени. Резкое падение коэффициента отражения во время возбуждающего импульса обычно связывают с уменьшением действительной части диэлектрической проницаемости ε поверхностного слоя структуры в результате добавления отрицательного вклада $(\omega_p/\omega)^2$ электронной плазмы [12]. Данные измерений показывают, что характерное время, определяющее возникновение неравновесных носителей заряда в слое LT-GaAs под воздействием подсветки, составляет менее $\tau_1 \sim 0.5$ пс (рис. 2(a)).

Последующий быстрый рост коэффициента отражения в первые 1–2 пс после окончания действия импульса возбуждения до значений, превосходящих первоначальное отражение, обусловлен уходом неравновесных носителей из области возбуждения, в том числе в результате релаксации носителей и их захвата на примесные центры LT-GaAs. Оцененное из аппроксимации данного участка экспоненциальной функцией время жизни свободных неравновесных носителей τ_2 составило порядка и меньше 1 пс (рис. 2(a)).

Дальнейшее медленное спадание величины $\Delta R/R_0$ до “предвозбужденного” ($\tau < 0$) состояния происходит за гораздо большие времена в десятки и сотни пикосекунд. Форма временной зависимости падения отражения в случае LT-GaAs структуры, выращенной на GaAs подложке, характеризуется наличием хорошо выраженного максимума, от-

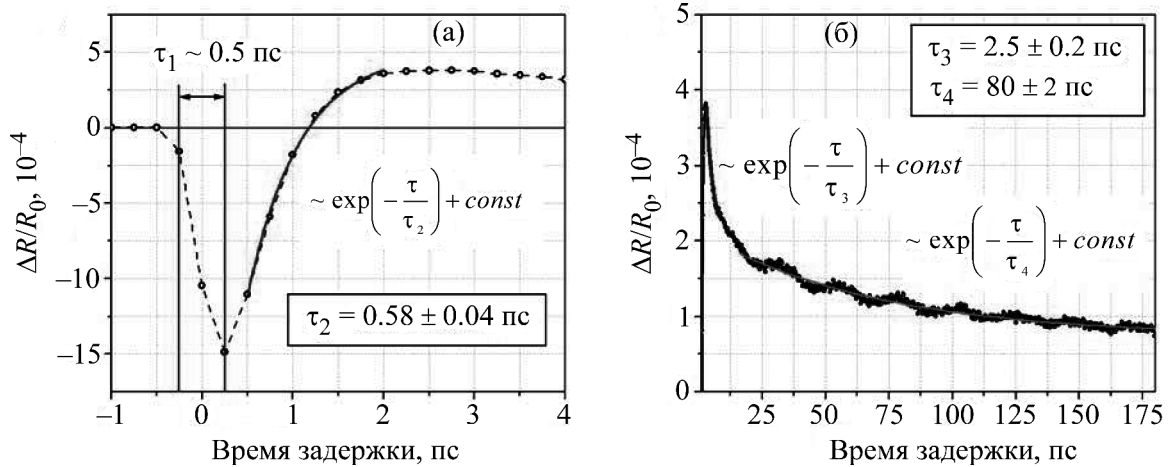


Рис. 2: Зависимость относительного изменения коэффициента отражения $\Delta R/R_0$ пленки LT-GaAs от времени задержки между пробным и возбуждающим импульсами.

вечающего временим релаксации порядка $\tau_3 \sim 2.5$ пс, который сменяется медленным спадом со временем релаксации в $\tau_4 \sim 80$ пс (рис. 2(б)). На фоне медленного спада отчетливо проявляются осцилляции с частотой ≈ 43 ГГц, вызванных мандельштам–бриллюэновским рассеянием зондирующего импульса на когерентных продольных акустических фононах [13].

Электрофизические и спектральные характеристики фотопроводящих антенн. Исследования электрофизических свойств пленок LT-GaAs и спектральных характеристик фотопроводящих антенн (ФПА) на их основе проводились на измерительных образцах, изготовленных методом фотолитографии, с планарными (V-Au металлизация, толщина 0.6 мкм) контактными площадками и антенными элементами различной формы (рис. 3(а)). Образцы размещались на специальных панелях напротив сквозного отверстия диаметром ~ 4 мм, что позволяло регистрировать генерируемое ФПА высокочастотное излучение в геометрии на просвет, т.е. со стороны кристаллической подложки GaAs. При проведении измерений панель с 4-мя pin-контактами вставлялась в соответствующий держатель (socket), имеющий на выходе стандартный SMA-разъем. Соединение контактных площадок ФПА с токопроводящими дорожками на панели производилось методом термоультразвуковой микросварки.

Предварительно были измерены вольт-амперные характеристики изготовленных образцов LT-GaAs при комнатной температуре. Установка включала регулируемый источник стабилизированного напряжения и измеритель постоянного напряжения, определя-

ющего ток в цепи с помощью включенного последовательно с исследуемым образцом резистором номиналом порядка 15 КОм. На рис. 3(б) приведены данные измерений темнового тока изготовленных ФПА типа stripline и типа bow-tie (рис. 3(а)), в зависимости от приложенного к структуре напряжения V_{dc} в диапазоне 0–50 В. Характерные величины темновых сопротивлений R_{dark}^{exp} исследуемых образцов составляли порядка 10^9 Ом.

Данные этих измерений позволили оценить удельное темновое сопротивление ρ_{dark} пленок LT-GaAs. Для этого участок слоя LT-GaAs, расположенный в промежутке между элементами stripline антенны, был условно разбит на семь прямоугольных параллелепипедов различной длины и ширины с высотой, равной толщине пленки (1 мкм). В предположении, что полная проводимость данного участка равна простой сумме проводимостей параллелепипедов, сопоставление R_{dark}^{exp} с аналитическим выражением для полного сопротивления дает среднее значение искомой величины $\rho_{dark} \sim 3 \cdot 10^6$ Ом·см.

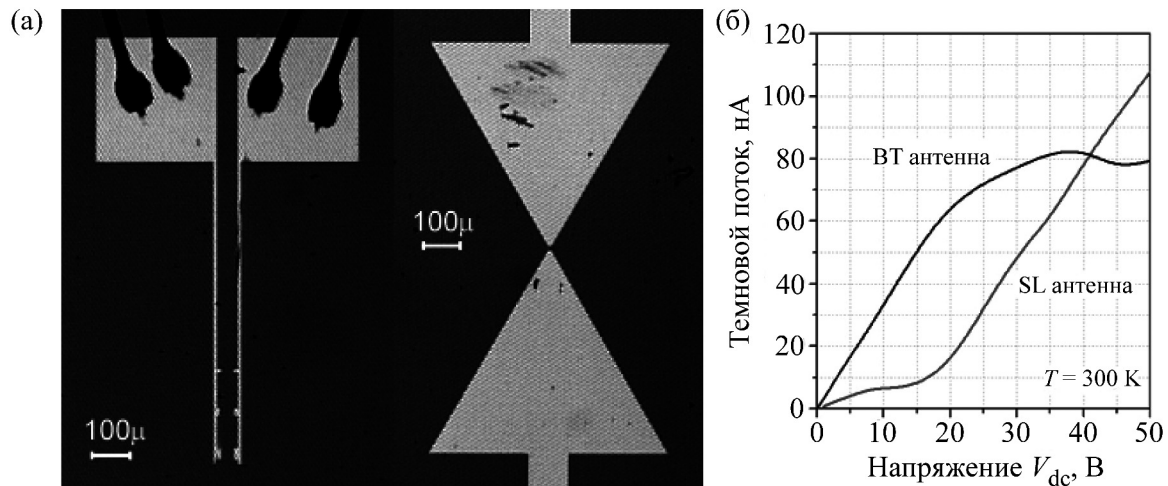


Рис. 3: (а) Фотографии изготовленных фотопроводящих антенн на слое LT-GaAs типа stripline (SL) и bow-tie (BT). (б) Измеренные темновые ВАХ фотопроводящих антенн.

Спектры излучения исследуемых ФПА измерялись в атмосфере с помощью фурье-интерферометра “Grubb-Parsons МК-3”. Полная схема установки представлена на рис. 4. Оптическое излучение Ti:Sa лазера, с помощью линзы сфокусированное на участок LT-GaAs слоя, расположенный между электродами, приводило к возбуждению в антенне импульсов фототока (с амплитудой, пропорциональной приложенному напряжению V_{dc}), которые, в свою очередь, приводили к генерации импульсов высокоча-

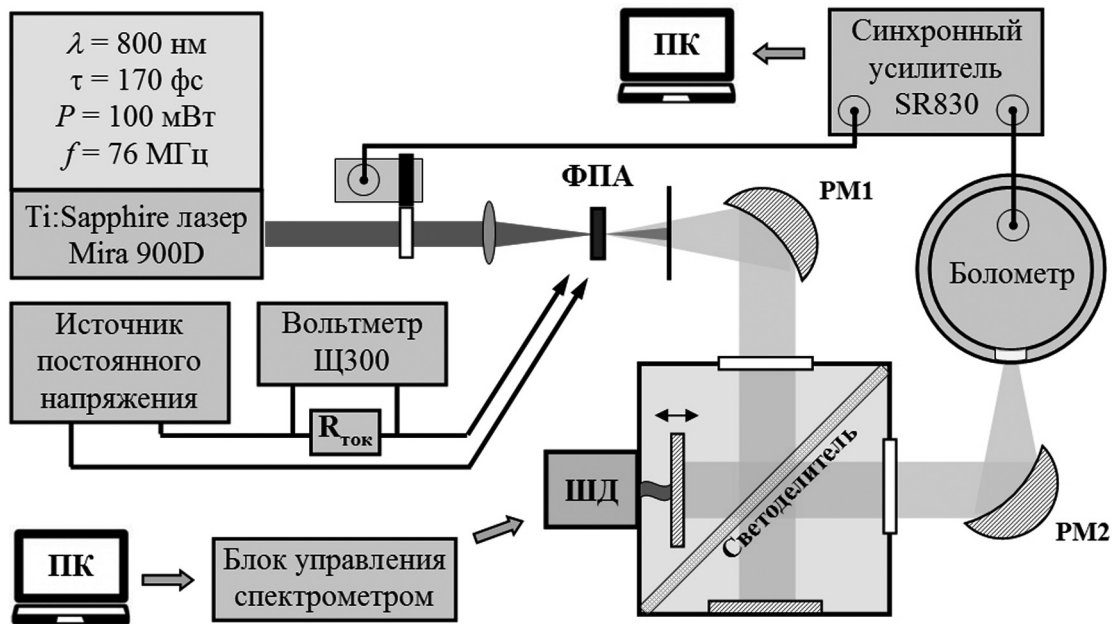


Рис. 4: Схема установки для измерения спектров излучения изготовленных фотопроводящих антенн на основе *LT-GaAs*.

стотного излучения. Последнее, вышедшее через подложку в свободное пространство, проходило через фильтр, отсекающий рассеянное лазерное излучение, и, собранное параболическим зеркалом РМ1 в параллельный пучок, направлялось на вход фурье-интерферометра.

Используемый интерферометр работает по принципу пошагового сканирования интерферограммы, осуществляемого перемещением подвижного зеркала интерферометра с помощью микрометрического винта, приводимого во вращение шаговым двигателем (ШД). Шаг сканирования Δx был выбран исходя из известного соотношения: $\Delta x < 1/(2\nu_{\max})$, где ν_{\max} – максимальное волновое число в исследуемом спектре, и составлял 25 мкм, что соответствовало максимальной частоте 200 см^{-1} (6 ТГц). В качестве светоделителя использовалась пленка из майлара толщиной 12 мкм, обеспечивающая максимум сигнала на частоте 105 см^{-1} (3.3 ТГц). Выходящее из интерферометра высокочастотное излучение с помощью параболического зеркала РМ2 фокусировалось на входное окно охлаждаемого жидким гелием германиевого болометра. Сигнал с выхода предусилителя болометра поступал на синхронный усилитель SR830 (излучение лазера модулировалось механическим прерывателем с частотой 315 Гц), затем оцифровывался аналого-цифровым преобразователем (АЦП) и поступал в компьютер, в котором произ-

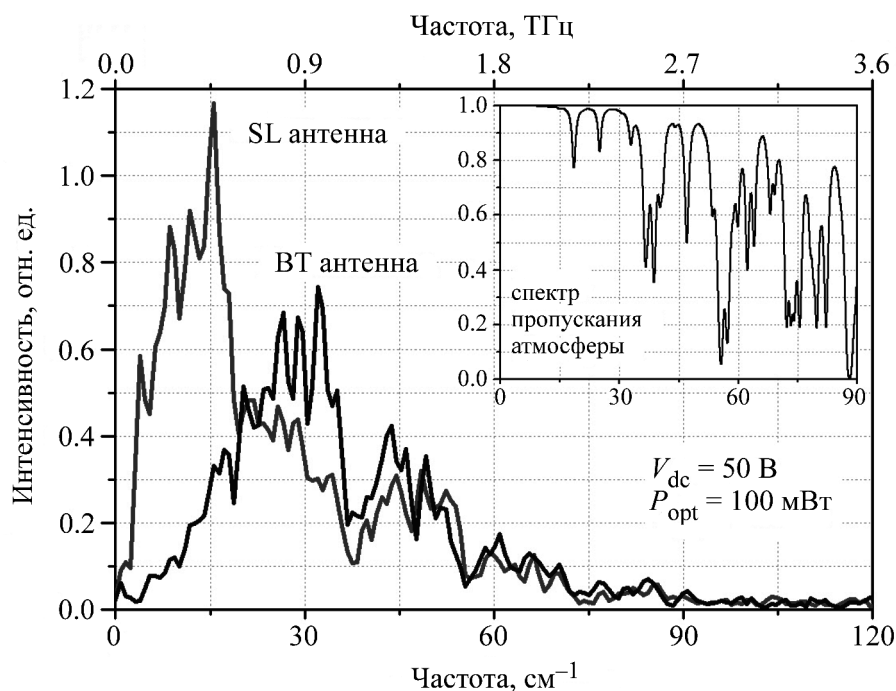


Рис. 5: Спектр излучения фотопроводящих антенн на основе $LT-GaAs$. На вкладке: табличный спектр пропускания атмосферного воздуха при нормальных условиях.

водилась обработка интерферограмм и восстановление спектра излучения посредством алгоритма быстрого преобразования Фурье.

Управление работой фурье-спектрометра осуществлялось автономным микропроцессорным блоком, включающим в себя АЦП, блок управления шаговым двигателем и систему обмена данными с внешним компьютером.

На рис. 5 приведен спектр генерируемого изготовленными фотопроводящими антеннами высокочастотного излучения при средней мощности оптической подсветки (800 нм) порядка 100 мВт и приложенном постоянном напряжении $V_{dc} = 50$ В. При этом средние величины токов в антеннах типа stripline и bow-tie составляли порядка 180 и 30 мкА, соответственно. Спектры регистрировались с разрешением около 1 см^{-1} .

Видно, что измеренные спектры характеризуются широкой непрерывной полосой, при этом большая часть излучения сконцентрирована в интервале $5\text{--}60 \text{ см}^{-1}$ ($0.15\text{--}1.8$ ТГц). Наблюдаемая на спектральных зависимостях структура (изрезанность) обусловлена главным образом поглощением излучения парами воды, что подтверждается сопоставлением измеренных кривых с типичным спектром пропускания атмосферы, приведенным на вкладке.

Таким образом, в настоящей работе исследованы динамические характеристики эпитаксиальных пленок “низкотемпературного” арсенида галлия и фотопроводящих антенн на их основе. Измеренные спектры излучения имеют выраженные максимумы в терагерцовой области. Показано, что геометрия антенны существенным образом влияет на форму спектра излучения. Для SL-антенны интенсивность в максимуме выше, а частота максимума ниже, чем для ВТ-антенны, работающей при меньших токах. Существенно, что при изготовлении антенных излучателей использовалась стандартная планарная технология микроэлектроники, что открывает перспективы построения интегрированных ТГц антенных фазированных решеток с управляемой диаграммой направленности.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (ГК № 14.427.11.0004), Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 1 “Наноструктуры: физика, химия, биология, основы технологий”, РФФИ (грант № 15-02-08521а).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] D. Dragoman and M. Dragoman, Prog. Quantum Electron. **28**, 1 (2004).
- [2] D. H. Auston, K. P. Cheung, and P. R. Smith, Appl. Phys. Lett. **45**, 284 (1984).
- [3] Q. Wu and X.-C. Zhang, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. **2**, 693 (1996).
- [4] Y. Cai, I. Brener, J. Lopata, et al., Appl. Phys. Lett. **73**, 444 (1998).
- [5] Y. C. Shen, P. C. Upadhyaya, H. E. Beere, et al., Appl. Phys. Lett. **85**, 164 (2004).
- [6] S. Gupta, M. Y. Frankel, J. A. Valdmanis, et al., Appl. Phys. Lett. **59**, 3276 (1991).
- [7] L. Hou, W. Shi, IEEE Trans. Electron Devices **60**, 1619 (2013).
- [8] P. A. Loukakos, C. Kalpouzos, I. E. Perakis, et al., J. Appl. Phys. **91**, 9863 (2002).
- [9] А. А. Пастор, П. Ю. Сердобинцев, В. В. Чалдышев, ФТП **46**(5), 637 (2012).
- [10] Т. М. Бурбаев, А. А. Горбацевич, В. И. Егоркин и др., Краткие сообщения по физике ФИАН **40**(8), 15 (2013).
- [11] T. Tachizaki, T. Muroya, O. Matsuda, et al., Rev. Sci. Instrum. **77**, 043713 (2006).
- [12] В. Я. Алешкин, Н. В. Востоков, Д. М. Гапонова и др., ФТП **41**(8), 929 (2007).
- [13] C. Thomsen, H. T. Grahn, H. J. Maris, and J. Tauc, Opt. Commun. **60**, 55 (1986).

Поступила в редакцию 18 февраля 2015 г.