

Терагерцовые излучатели с активной областью на основе сверхмногопериодных решеток AlGaAs/GaAs

© А.С. Дашков^{1,2}, Л.Г. Герчиков^{1,3}, Л.И. Горай^{1,2,4,5}, Н.А. Костромин^{2,3}, А.Д. Буравлёв^{2,4,5}

¹ Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“, 197022 Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, 195251 Санкт-Петербург, Россия

⁴ Институт аналитического приборостроения Российской академии наук, 198095 Санкт-Петербург, Россия

⁵ Автономная некоммерческая организация высшего образования „Университет при межпарламентской ассамблее ЕвразЭС“, 199106 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: dashkov.alexander.om@gmail.com

Поступила в Редакцию 5 мая 2023 г.

В окончательной редакции 29 июня 2023 г.

Принята к публикации 6 июля 2023 г.

Рассмотрено несколько конструкций активной области терагерцового источника излучения с учетом выращиваемых сверхмногопериодных сверхрешеток AlGaAs/GaAs. Для предложенных дизайнов рассчитаны основные приборные характеристики: энергетическая диаграмма, спектр усиления, транспортные характеристики. На основе результатов расчетов предложена оптимальная конструкция активной области перестраиваемого источника терагерцового излучения.

Ключевые слова: терагерцовый диапазон частот, активная область, приборные характеристики.

DOI: 10.21883/FTP.2023.05.56197.17k

1. Введение

Терагерцовый (ТГц) диапазон частот имеет множество применений в различных областях науки и техники, что делает его одним из наиболее перспективных объектов исследования. В частности, одним из наиболее распространенных приложений является ТГц спектроскопия [1–4], которая применяется, например, в системах безопасности для обнаружения взрывчатых и запрещенных веществ [5] и для контроля качества продукции на производстве [6]. Также он находит свое применение в медицинской диагностике [7], в создании широкополосных каналов связи для высокоскоростной передачи информации [8].

Тем не менее этот диапазон частот до сих пор остается наименее изученным, а источники данного диапазона по-прежнему высоко востребованы обществом [1]. В основном это связано с отсутствием компактных, перестраиваемых и достаточно мощных источников ТГц излучения и высокочувствительных и малоинерционных когерентных или широкополосных приемников, работающих при комнатной температуре. Поэтому разработка новых дизайнов ТГц источников является важной научной задачей [9]. Авторами на замену распространенной конструкции активной области, основанной на квантовых каскадах, предлагаются конструкции излучателей на основе сверхмногопериодных (СМП) сверх-

решеток (СР) AlGaAs/GaAs [10–12]. Ожидается, что на основе предложенной конструкции удастся создать перестраиваемые ТГц источники, при этом менее подверженные температурной деградации.

2. Дизайн активной области

В случае сверхрешеток излучение является результатом межподзонных электронных переходов между уровнями лестниц Ванье–Штарка через несколько периодов решетки при приложении напряжения. Усиление излучения происходит за счет большого числа периодов (около ста и более). При этом частота такого перехода контролируется с помощью величины приложенного напряжения, а наличие набора переходов через разное количество периодов позволяют перестраивать частоту излучения в широком диапазоне.

В данной работе параметры СР были подобраны так, чтобы выполнялось сразу несколько требований: в квантовой яме образуется не менее двух (предпочтительно именно два) энергетических уровней, энергетический зазор между ними превышает энергию излучения; энергия электронного перехода через несколько периодов соответствует ТГц диапазону; в структуре имеется набор таких ТГц переходов, позволяющий производить перестройку частоты излучения; положение уровней в яме

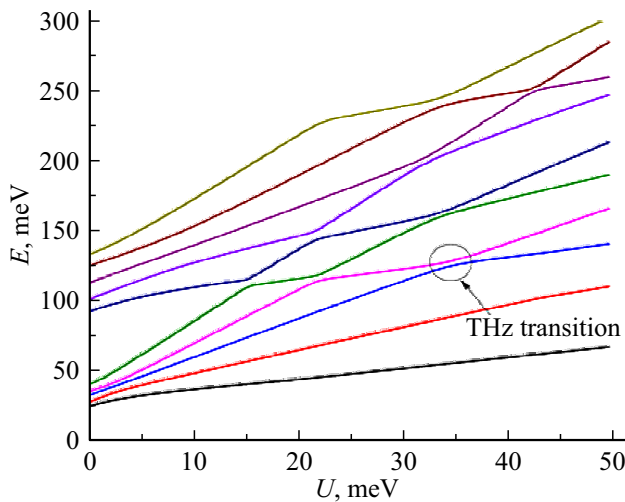


Рис. 1. Зависимость положения энергетических электронных уровней E от приложенного напряжения U на один период для СР3. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

Таблица 1. Параметры исследуемых СР

Обозначение	Состав	Толщины слоев, нм
CP1	GaAs/Al _{0.2} Ga _{0.8} As	10/2
CP2	GaAs/Al _{0.3} Ga _{0.7} As	12.9/2
CP3	GaAs/Al _{0.35} Ga _{0.65} As	12.6/1.5
CP4	GaAs/Al _{0.3} Ga _{0.7} As	7/2

выбрано так, чтобы уменьшить вероятность электронных переходов внутри ямы.

Параметры предложенных структур приведены в табл. 1. Величина концентрации легирования для всех приведенных структур составляла 10^{16} см^{-3} . Для каждой из структур были рассчитаны веерные энергетические диаграммы (рис. 1), которые демонстрировали набор искоемых переходов в ТГц диапазоне. Например, для СР3 энергии переходов такого набора составляют 2.8, 4.7 и 8.3 мэВ (0.7, 1.1 и 2 ТГц соответственно). Наличие такого набора переходов является необходимым условием для создания перестраиваемого источника излучения.

3. Методы расчета

Для предложенных конструкций с помощью аналитических моделей и методов численного моделирования рассчитан электронный и дырочный энергетические спектры, спектры усиления, транспортные характеристики. В частности, положения дискретных электронных и дырочных уровней структур были получены с помощью численного решения стационарного уравнения Шрёдингера методом конечных элементов [13,14] в приближении эффективной массы [15,16]. Зависимость $E(k)$ была получена с помощью модели

Кронига–Пенни в приближении сильной связи [17–19]. Эффективные массы дырок рассчитывались на основе параметров Латтинжера [20,21]. Спектр усиления и уровень потерь определялись с помощью численного решения уравнения Гельмгольца для классической структуры волновода [22,23]. Для проверки гипотезы отсутствия областей отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) [24] проводились оценочные расчеты вольт-амперных характеристик (ВАХ). Полученные теоретические зависимости были рассчитаны с помощью численного метода Монте-Карло при учете рассеяния носителей на оптических продольных (ЛО) фононах [13].

4. Экспериментальные образцы

Для рассчитанных конструкций с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) были выращены экспериментальные образцы. Ранее для ряда аналогичных структур, включая структуру СР1, проводились исследования структурного совершенства слоев с помощью методов рентгеновской рефлектометрии и дифрактометрии [25]. Результаты этих исследований показали, что выращенные СМП-структуры обладали высоким структурным совершенством, а отклонения толщин слоев и шероховатость интерфейсов были незначительными [25–27]. Для ряда структур также были получены спектры фотолюминесценции (ФЛ) [26]. Положение пиков ФЛ с удовлетворительной точностью соответствует положению уровней, полученных с помощью методов численного моделирования.

5. Результаты численных расчетов

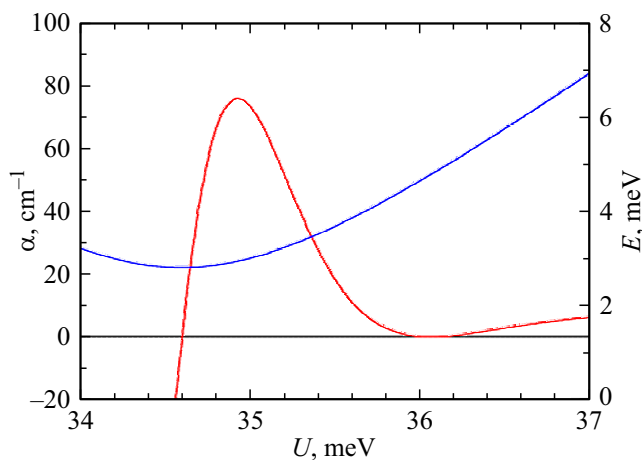
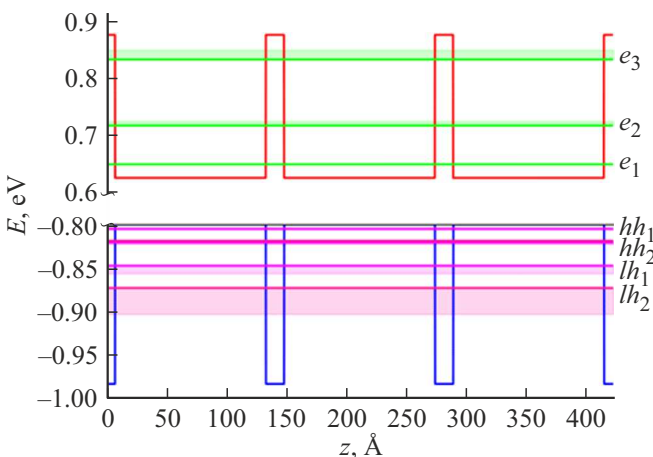
Для приведенных в данной работе структур в первую очередь были рассчитаны зависимости коэффициента усиления от приложенного напряжения (рис. 2). Результаты расчетов показали, что все коэффициенты усиления превышают величину оцениваемых потерь в волноводе $\alpha_{\text{loss}} \approx 60 \text{ см}^{-1}$.

Кроме положения электронных энергетических уровней, для всех структур было рассчитано положение уровней тяжелых и легких дырок, а также уширение каждого из энергетических уровней (табл. 2, рис. 3). В дальнейшем эти данные могут быть использованы для детального исследования экспериментальных образцов СР с помощью метода фотоотражения [28,29].

Полученные результаты свидетельствуют о том, что при создании СР с достаточно широкими КЯ (толщина $> 10 \text{ нм}$) наблюдается появление третьего нежелательного электронного, а в некоторых случаях также и дырочных уровней. Аналогичная ситуация наблюдается для структуры СР2 (толщина ямы 12.9 нм) — в ней также образуются три электронных уровня. В таком случае двухуровневая модель перестает работать и эффект генерации, предсказанный ранее в работе [30]

Таблица 2. Положение и ширина электронных и дырочных минизон в зоне проводимости и валентной зоне для СР из табл. 1

Обозначение уровня	Положение от дна ямы СР3, мэВ	Ширина уровня для СР3, мэВ	Положение от дна ямы СР4, мэВ	Ширина уровня для СР4, мэВ
e_1	24	1	60	7
e_2	92	8	211	31
e_3	208	17	—	—
hh_1	5	1	14	1
hh_2	21	2	56	5
hh_3	48	9	123	24
lh_1	19	1	42	8
lh_2	74	30	—	—
lh_3	—	—	—	—

**Рис. 2.** Зависимость коэффициента усиления и энергии перехода от приложенного напряжения U на один период для предложенного дизайна активной области СР3.**Рис. 3.** Энергетическая диаграмма для СР3.

для аналогичных структур, не может быть эффективно реализован.

Для тонких ям (толщина < 8 нм) можно говорить о наличии только одного электронного уровня, что делает двухуровневую модель вновь неприменимой. Этот нега-

тивный эффект возникает из-за того, что в узких КЯ в СР верхний (2-й) энергетический уровень фактически привязан к континууму. Результаты расчетов для структуры СР1 показывают наличие только двух электронных уровней. Таким образом, СР1 является промежуточной и оптимальной структурой с точки зрения количества электронных уровней и применимости двухуровневой модели [30].

Другим важным фактом, установленным в ходе расчетов, является величина уширения энергетических уровней: для наиболее низких энергетических уровней уширение составляет несколько мэВ, что допустимо для реализации ТГц генерации. При этом уширение третьего уровня превышает 10 мэВ.

При реализации источника излучения также важно учитывать пути безызлучательной релаксации носителей. В частности, релаксации электронов на ЛО-фононах при переходах между уровнями в СР. Для оценки влияния данного фактора рассеяния были рассчитаны времена релаксации со второго электронного уровня на первый, а также времена переходов с этих двух уровней на другие в рамках трех периодов. Для наглядного представления результатов была рассчитана величина, обычно вводимая для оценки эффективности излучателей, в частности квантово-каскадных лазеров [13]:

$$F_M = D_{ul}^2 \cdot \tau_{\text{eff}} = D_{ul}^2 \cdot \tau_u \left(1 - \frac{\tau_l}{\tau_{ul}}\right), \quad (1)$$

где D_{ul} — дипольный матричный элемент излучательного перехода, τ_l — время безызлучательной релаксации с уровня i . Приведенная величина позволяет одновременно учитывать как величину дипольного матричного элемента, так и инверсную населенность уровней $\Delta n \sim \tau_{\text{eff}}$.

Результаты расчета показывают, что структуры с более узкими ямами позволяют значительно увеличить F_M посредством увеличения уровня инверсной населенности. Для дипольного матричного элемента не наблюдается такой выраженной зависимости. Данный эффект можно связать с несколькими фактами:

— в более узких ямах наблюдается меньшее число энергетических уровней, т.е. переходы происходят между меньшим количеством уровней;

– в более узких ямах носители локализованы внутри ям в большей степени, т.е. интеграл плотности вероятности нахождения электрона внутри ямы больше для более узких ям.

Ранее для СР1 проводилась оценка величины дифференциальной проводимости на участке вблизи излучательного перехода [30]. Рассчитанные в работе [30] времена релаксации для электронных уровней были использованы в данной работе в методе Монте-Карло для получения оценки характера ВАХ (рис. 5). На полученной зависимости не наблюдается наличие нежелательного эффекта образования ОДП, препятствующего генерации излучения.

Наблюдаемый рост плотности тока с увеличением напряжения объясняется приведенной на рис. 6 схеме излучающего перехода. До достижения рабочей точки ($U < 35$ мэВ) по мере увеличения напряжения уровни,

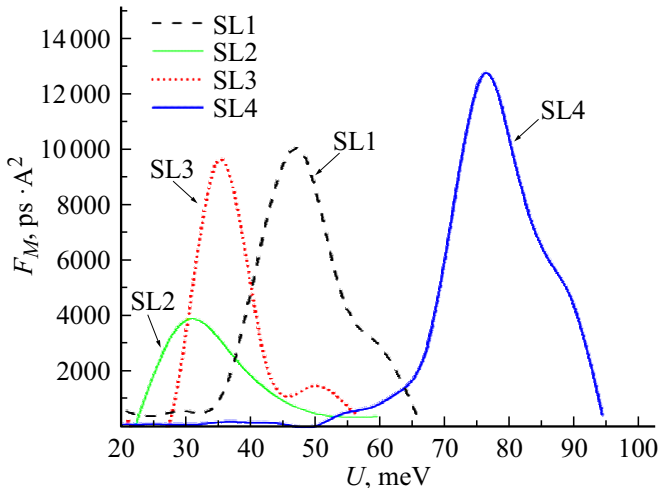


Рис. 4. Рассчитанные значения F_M для СР из табл. 1 в окрестности точки основного ТГц перехода.

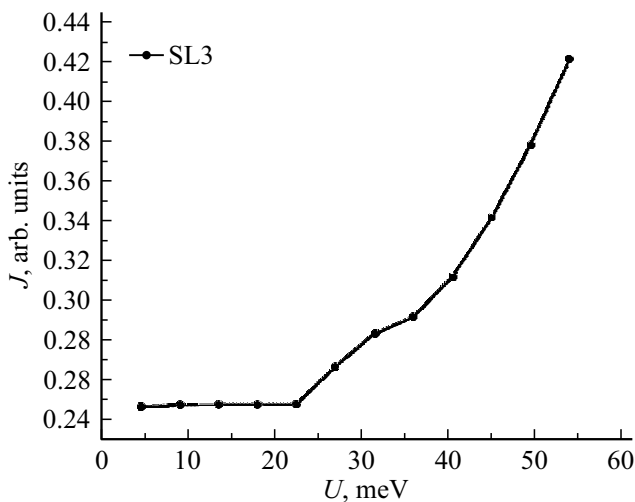


Рис. 5. Вид ВАХ, полученный в результате численного моделирования СР3 в окрестности точки основного ТГц перехода.

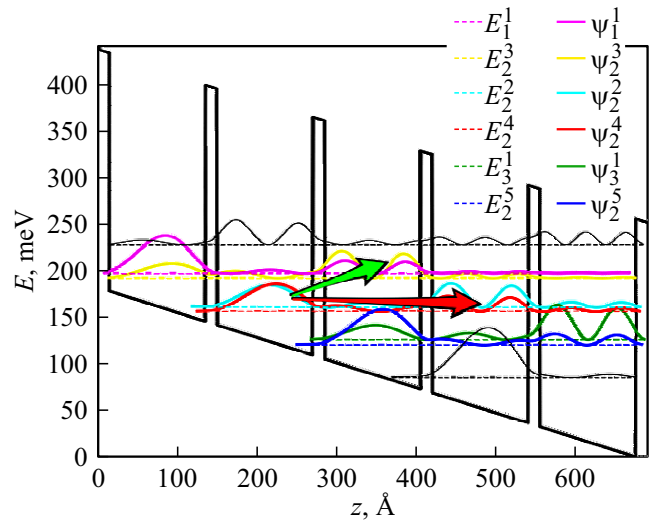


Рис. 6. Энергетическая диаграмма профиля зоны проводимости и результаты численного решения уравнения Шредингера (уровни энергии и волновые функции) при $U = 32$ мэВ. Верхний индекс отвечает за нумерацию ям, нижний индекс — за положение уровня внутри ямы. Красной стрелкой обозначен излучательный переход, зеленой стрелкой — диагональный переход, обеспечивающий положительную дифференциальную проводимость.

между которыми происходит излучательный переход, сближаются, при этом переход происходит из 1-го уровня в n яме на 2-й уровень в $n+2$ яме. После прохождения рабочей точки механизм увеличения тока может быть объяснен туннелированием в $n+1$ яму, т.е. диагональным переходом.

Аналогичную ситуацию можно ожидать и для других рабочих точек, например для излучательного перехода из n ямы в $n+3$ яму; диагональный переход в $n+2$ яму будет обеспечивать рост тока. Схожий механизм создания положительной дифференциальной проводимости рассматривался ранее для аналогичных СР с помощью метода неравновесных функций Грина [31].

6. Заключение

Таким образом, в данной работе были представлены и теоретически исследованы дизайны активных областей, основанные на сверхрешетках AlGaAs/GaAs. Авторы провели ряд численных экспериментов по моделированию энергетического спектра носителей заряда, спектров усиления, вольт-амперных характеристик и оценки параметров усиления излучения в рассматриваемых излучательных схемах. Аналогичные экспериментальные структуры с заданным дизайном были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии, а затем исследованы методами фотолюминесценции. Полученные ранее экспериментальные спектры дают удовлетворительное согласие с приведенными расчетами.

Для выбора наилучшего дизайна структуры проводилось сравнение вида энергетической диаграммы СР, дипольного матричного элемента и уровня инверсной населенности. В результате этого сравнения было установлено, что оптимальной толщиной слоя квантовой ямы является диапазон 8–10 нм для барьерных слоев $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$. Анализ расчетной вольт-амперной характеристики показал отсутствие области отрицательной дифференциальной проводимости для структуры с узкими барьерами (1–1.5 нм).

Финансирование работы

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации в рамках экспериментальных исследований (государственное задание „молодежная лаборатория“ № 075-01438-22-06, FSEE-2022-0018) и Российским научным фондом в рамках теоретических исследований (РНФ 23-29-00216).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] Н.В. Кинев, К.И. Рудакова, Л.В. Филиппенко, В.П. Кошелец. ФТТ, **63** (9), 1204 (2021).
- [2] S.L. Dexheimer. *Terahertz Spectroscopy: Principles and Applications* (N.Y., CRC Press, 2008) p. 360.
- [3] M.C. Beard, G.M. Turner, C.A. Schmuttenmaer. J. Phys. Chem. B, **106** (29), 7146 (2002).
- [4] J.B. Baxter, G.W. Guglietta. Anal. Chem., **83** (12), 4342 (2011).
- [5] A.G. Davies, A.D. Burnett, W. Fan, E.H. Linfield, J.E. Cunningham. Materials Today, **11** (3), 18 (2008).
- [6] J. True, C. Xi, N. Jessurun, K. Ahi, N. Asadizanjani. Opt. Eng., **60** (6), 060901 (2021).
- [7] M.O. Mattsson, M. Simkó. Med. Devices (Auckl.), **12**, 347 (2019).
- [8] K. Tekbiyik, A.R. Ekti, G.K. Kurt, A. Gorcin. Phys. Commun., **35**, 100700 (2019).
- [9] A. Khalatpour, A.K. Paulsen, C. Deimert, Z.R. Wasilewski, Q. Hu. Nature Photonics, **15**, 16 (2021).
- [10] A.A. Andronov, A.V. Ikonnikov, K.V. Maremianin, V.I. Pozdnjakova, Y.N. Nozdrin, A.A. Marmalyuk, A.A. Padalitsa, M.A. Ladugin, V.A. Belyakov, I.V. Ladenkov, A.G. Fefelov. J. Semiconductors, **52**, 431 (2018).
- [11] A.A. Andronov, E.P. Dodin, D.I. Zinchenko, Yu.N. Nozdrin, M.A. Ladugin, A.A. Marmalyuk, A.A. Padalitsa, V.A. Belyakov, I.V. Ladenkov, A.G. Fefelov. JETP Lett., **102**, 207 (2015).
- [12] A.A. Andronov, I.M. Nefedov, A.V. Sosnin. J. Semiconductors, **37**, 360 (2003).
- [13] C. Jirauschek, T. Kubis. Appl. Phys. Rev., **1** (1), 011307 (2014).
- [14] P. Harrison, A. Valavanis. *Quantum wells, wires and dots: theoretical and computation physics of semiconductor nanostructure* (West Sussex, UK: Hoboken, NG: John Wiley & Sons, Inc., 2016) p. 624.
- [15] A.S. Dashkov, L.I. Goray. J. Phys.: Conf. Ser., **1410**, 012085 (2019).
- [16] A.S. Dashkov, L.I. Goray. J. Semiconductors, **54**, 1823 (2020).
- [17] В.Э. Гасумянц, Д.А. Фирсов. *Электроны и фононы в квантоворазмерных системах* (СПб., Изд-во Политехн. ун-та, 2008) с. 96.
- [18] H.S. Cho, P.R. Prucnal. Phys. Rev. B, **36**, 3237 (1987).
- [19] F. Szmulowicz. Eur. J. Phys., **18** (5), 392 (1997).
- [20] А.Ю. Егоров. Автореф. докт. дис. (СПб., СПбАУ РАН, 2011).
- [21] I. Vurgaftman, J.R. Meyer. J. Appl. Phys., **94** (6), 3675 (2003).
- [22] B.S. Williams. Synopsis of the dissertation of M. S. in EECS (Cambridge, Massachusetts, MIT, 1998).
- [23] H. Kogelnik. *Theory of optical waveguides* (Heidelberg, Springer Verlag, 1988) p. 82.
- [24] А.А. Андронов, Е.П. Додин, Д.И. Зинченко, Ю.Н. Ноздрин. ФТП, **43** (2), 248 (2009).
- [25] Л.И. Горай, Е.В. Пирогов, М.С. Соболев, Н.К. Поляков, А.С. Дашков, М.В. Свечников, А.Д. Буравлев. ЖТФ, **90** (11), 1906 (2020).
- [26] Л.И. Горай, Е.В. Пирогов, М.С. Соболев, Н.К. Поляков, А.С. Дашков, М.В. Свечников, А.Д. Буравлев. Письма ЖТФ, **47** (15), 7 (2021).
- [27] L. Goray, E. Pirogov, M. Sobolev, I. Ilkiy, A. Dashkov, E. Nikitina, E. Ubyivovk, L. Gerchikov, A. Ipatov, Y. Vainer, M. Svechnikov, P. Yunin, N. Chkhalo, A. Bouravlev. J. Phys. D: Appl. Phys., **53**, 455103 (2020).
- [28] Д.С. Смотриин, Н.В. Байдусь, А.А. Бирюков, О.С. Комков, О.Е. Гордюшенков. Тез. докл. XVI Междунар. симп. „Нанозфизика и нанозлектроника“ (Н. Новгород, Россия, 2012) т. 2, с. 388.
- [29] V.D. Goryacheva, M.S. Mironova, O. S. Komkov. J. Phys.: Conf. Ser., **1038**, 012124 (2018).
- [30] Л.Г. Герчиков, А.С. Дашков, А.Д. Буравлев. ЖЭТФ, **160** (2), 197 (2021).
- [31] D.O. Winge, M. Franckić, A. Wacker. AIP Advances, **6** (4), 045025 (2016).

Редактор А.Н. Смирнов

Terahertz emitters with an active region based on super-multiperiod AlGaAs/GaAs superlattices

A.S. Dashkov^{1,2}, L.G. Gerchikov^{1,3}, L.I. Goray^{1,2,4,5},
N.A. Kostromin^{2,3}, A.D. Bouravleuv^{2,4,5}

¹ Alferov University,

194021 St. Petersburg, Russia

² St. Petersburg Electrotechnical University „LETI“,

197022 St. Petersburg, Russia

³ Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University,

195251 St. Petersburg, Russia

⁴ Institute for Analytical Instrumentation,

198095 St. Petersburg, Russia

⁵ University under the Inter-Parliamentary

Assembly of EurAsEC,

199106 St. Petersburg, Russia

Abstract In this article, several designs of the active region of the THz radiation source are considered, taking into account grown super-multiperiod AlGaAs/GaAs superlattices. For the proposed designs, the principal device characteristics are computed: energy band diagram, gain spectrum, and transport characteristics. Based on the calculation results, the authors proposed an optimal design of the active region of a tunable THz radiation source.