

УДК 538.91

ТЕРАГЕРЦЕВЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ НА СВЕРХРЕШЕТКАХ AlGaAs/GaAs

© 2023 г. А. С. Дашков^{1, 2, *}, Л. Г. Герчиков^{1, 3}, Л. И. Горай^{1, 2, 4, 5}, Н. Ю. Харин³,
М. С. Соболев^{1, 2}, Р. А. Хабибуллин⁶, А. Д. Буравлев^{2, 4, 5}

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение высшего образования и науки
“Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет
имени Ж.И. Алфёрова Российской академии наук”, Санкт-Петербург, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет “ЛЭТИ”
имени В.И. Ульянова (Ленина)”, Санкт-Петербург, Россия

³Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования
“Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого”, Санкт-Петербург, Россия

⁴Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
“Институт аналитического приборостроения Российской академии наук”, Санкт-Петербург, Россия

⁵Автономная некоммерческая организация высшего образования
“Университет при Межпарламентской Ассамблее ЕвразЭС”, Санкт-Петербург, Россия

⁶Федеральное государственное автономное научное учреждение
“Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники имени В.Г. Мокерова
Российской академии наук”, Москва, Россия

*E-mail: Dashkov.Alexander.OM@gmail.com

Поступила в редакцию 05.12.2022 г.

После доработки 23.12.2022 г.

Принята к публикации 27.02.2023 г.

Предложены несколько конструкций терагерцевых излучателей, основанных на совершенных сверхрешетках AlGaAs/GaAs, получаемых методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для разработанных конструкций рассчитаны энергии переходов, коэффициенты усиления и потерь излучения, которые определили дизайн созданных экспериментальных структур.

DOI: 10.31857/S0367676523701570, EDN: VODKEC

ВВЕДЕНИЕ

Создание эффективных источников терагерцевого (ТГц) излучения, в том числе перестраиваемых и работающих при комнатных температурах, является важной исследовательской задачей [1–4]. В отличие от рентгеновского излучения, ТГц волны не ионизируют среду и не повреждают биологические молекулы, что позволяет с их помощью проводить безопасную для человека медицинскую диагностику [5, 6]. Источники ТГц излучения также могут быть использованы в системах безопасности, например, для досмотра багажа и людей на значительных расстояниях [7, 8]. ТГц источники можно использовать для создания сверхширокополосных каналов передачи данных на высокой скорости [9, 10].

Наиболее эффективные ТГц источники на данный момент создаются на основе структур квантово-каскадных лазеров (ККЛ). При этом повышение мощности и повышение рабочей

температуры остаются серьезными научными задачами [11–13], как и перестроение по частоте. В данном исследовании рассматриваются сверхмногопериодные (СМП – со 100 и более периодами сверхрешетки (СР)) полупроводниковые A^3B^5 структуры для создания источников ТГц излучения, работающих при комнатной температуре за счет образования соответствующих энергетических уровней Ванье–Штарка [14–17] и последовательного туннелирования носителей через несколько периодов при условии относительной прозрачности барьеров [18].

Основной целью работы являлось исследование возможности создания ТГц источника излучения на основе СМП структур GaAs/AlGaAs. Для этого были выполнены теоретические исследования выходных характеристик структур с помощью численных методов и аналитических моделей, а также детальные экспериментальные исследования образцов структур с помощью

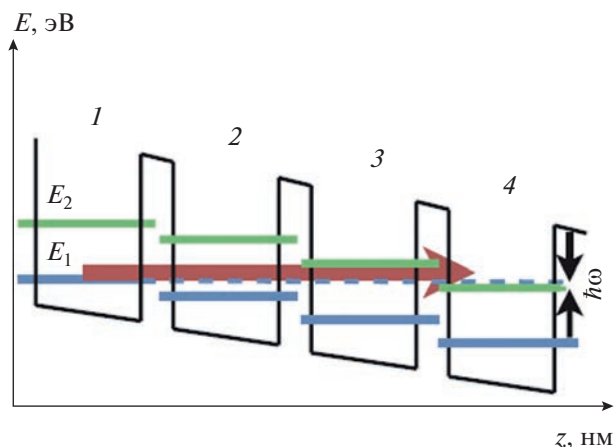


Рис. 1. Профиль потенциала зоны проводимости СР с двумя дискретными энергетическими уровнями. Красной стрелкой обозначен излучающий переход.

методов рентгеновской рефлектометрии и дифрактометрии, фотолюминесценции (ФЛ). В результате были сформулированы ключевые, на наш взгляд, критерии выбора параметров (числа периодов, степени легирования, толщин, конструкции волновода и т.д.), которые должны быть использованы при создании подобных уникальных перестраиваемых источников ТГц излучения.

КРИТЕРИИ ВЫБОРА КОНСТРУКЦИИ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Одним из наиболее перспективных дизайнов структур, работающих в ТГц диапазоне и при этом обладающих перестройкой по частоте, может являться СМП полупроводниковая СР, в частности, на основе GaAs/AlGaAs. За счет квантования энергии в подобных квантовых ямах (КЯ) можно создать набор энергетических уровней, которые в периодической структуре СР будут образовывать минizonы. При приложении вдоль оси СР внешнего электрического поля исходные минizonы преобразуются в спектр лестниц Ванье–Штарка. Рассмотрим более детально вопросы, которые могут быть использованы для выбора параметров данных СР.

Исходя из общих предпосылок по возможности реализации на практике, в первую очередь, барьеров, разделяющих КЯ, было решено сосредоточиться на двухуровневой конфигурации КЯ (рис. 1).

Для данных структур энергетический спектр в зависимости от приложенного напряжения будет иметь вид веерной диаграммы (рис. 2). При отсутствии приложенного напряжения энергетический спектр, соответственно, будет представлен двумя уровнями размерного квантования, e_1 и e_2 (очевидно, что число уровней размерного кванто-

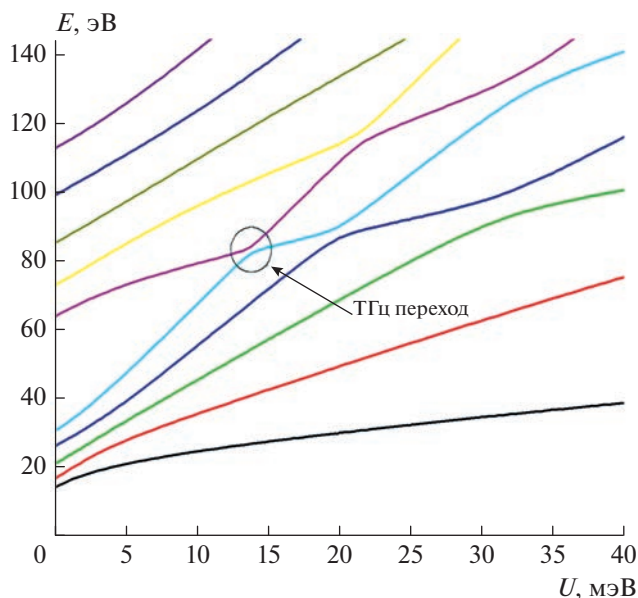


Рис. 2. Зависимость положения уровней энергии размерного квантования E от приложенного напряжения на один период СР U для структуры СР1.

вания в случае выбора других систем может быть и больше). Путем изменения величины приложенного напряжения, по сути, можно управлять размером энергетического зазора между уровнями e_1 и e_2 в соседних ямах, отстоящих друг от друга на n периодов, и соответственно, реализовать режим ТГц генерации (рис. 1).

Поэтому энергия таких переходов напрямую будет зависеть от величины приложенного напряжения (1):

$$E_{21} = E_{e_2} - E_{e_1} \approx (n+1)U, \quad (1)$$

где $E_{e_{1,2}}$ — энергии уровней квантования e_1 и e_2 в изолированных КЯ.

Изменяя величину приложенного напряжения, можно плавно перестраивать частоту излучения. Помимо эффекта перестройки частоты излучения, сближение уровней 1 и 2 в соседних КЯ может также привести к увеличению вероятности:

- туннелирования носителей тока между резонансными энергетическими уровнями и, как следствие, появлению особенностей вольт-амперной характеристики (ВАХ) СР [18, 19].

- оптических переходов между туннельно-связанными уровнями, что, в частности, и позволяет использовать СР как активную область для источника ТГц излучения.

Следует учесть, что еще одним ограничением на толщину КЯ, связанным с требованием по перестройке частоты излучения, будет являться тот факт, что энергия перехода между энергетически-

Таблица 1. Параметры предложенных конструкций СР

№	Толщины слоев, нм	n , число периодов, через которое происходит переход	E_{min} , мэВ
CP1	12/1.5	1, 2, 3	7.2, 3.5, 2.1
CP2	10/1.5		10.3, 5.5, 3.5

ми уровнями внутри КЯ должна быть значительно больше энергии излучения. Режим ТГц генерации также определяет и величину туннельного матричного элемента V . Так как минимальное расстояние между туннельно-связанными уровнями прямо пропорционально V , то и его величина должна быть порядка нескольких мэВ. При этом туннельная прозрачность СР должна быть максимально возможной в ТГц диапазоне. При невыполнении данного условия в структуре СР могут образовываться электрические домены, препятствующие генерации излучения. Положение энергетических уровней напрямую определяется толщинами барьерных слоев, слоев КЯ и высотой барьеров. При этом для обеспечения максимальной прозрачности барьерных слоев следует выбирать минимально возможную высоту барьера СР. Однако высота барьеров, вследствие уже упомянутых обстоятельств, должна быть ограничена снизу условием существования в КЯ хотя бы двух квантово-размерных уровней e_1 и e_2 .

С учетом всех вышеперечисленных критериев было выбрано два характерных дизайна структур CP1 и CP2 с двумя дискретными энергетическими уровнями в КЯ, представленные в табл. 1.

МЕТОДЫ ЧИСЛЕННОГО РАСЧЕТА

Для расчета энергетической диаграммы выбранных СР использовали метод эффективной массы в однозонном приближении. Одной из основных задач расчета являлась проверка отсутствия отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) в ВАХ в области предполагаемых резонансных переходов [20]. Положение уровней энергии определяли с помощью метода матриц переноса [21]. Энергетические и другие параметры стационарного уравнения Шредингера определяли на основе k p-метода [22] и справочных данных из [23, 24]. Уровень потерь оценивали с помощью модели одномерного многослойного волновода, включающей в себя численное решение уравнения Гельмгольца, с учетом потерь на свободных носителях через теорию Друде [24, 25]. Для численного моделирования участков статической ВАХ в области предполагаемых резонансных переходов использовали самосогласованный квазиклассический метод Монте-Карло [26–28], при этом учитывали электронные состояния двух

нижних минизон размерного квантования СР [21, 29]. Отметим, что использованная модель для расчета ВАХ не учитывала когерентности туннельно-связанных электронных состояний. Поэтому она описывает только нерезонансный вклад в статическую ВАХ.

УСЛОВИЕ РЕЗОНАНСА

На рис. 2 изображена рассчитанная веерная диаграмма, демонстрирующая положение краев подзон размерного квантования для структуры CP1, состоящей из 5 периодов, от величины приложенного напряжения U на один период СР. Область квазипересечения уровней (выделена окружностью на рис. 2), является искомой областью ТГц перехода, который определяется условием (1). Минимальная энергия перехода в таком случае будет зависеть от амплитуды резонансного туннелирования между КЯ. Поэтому она будет убывать с ростом числа периодов СР, через которые происходит переход. Примеры значений минимальной энергии переходов от числа периодов для обеих СР представлены в табл. 1.

Вид диаграммы и размер областей квазипересечений уровней также напрямую зависит от толщин слоев СР. Это можно установить при сравнении аналогичных диаграмм для CP1 и CP2. Они показывают, что при увеличении толщины барьерного слоя размеры областей квазипересечений уменьшаются, а их положение практически не меняется. При этом при изменении толщин слоев КЯ меняется как положение, так и размер областей квазипересечений. По мере уменьшения вероятности перехода, уменьшается и ширина областей квазипересечений уровней.

Для выбранных параметров CP1 энергия перехода будет изменяться от минимального значения 2.1 мэВ до значения в 6.6 мэВ. Этот интервал перекрывается с энергией следующего резонансного перехода с туннелированием через 2 КЯ (следующим квазипересечением), минимальная энергия которого составляет 3.5 мэВ. Тем самым, изменяя приложенное напряжение, можно плавно перестраивать частоту генерации в широком диапазоне.

На рис. 3 приведены рассчитанные зависимости максимальных значений коэффициента усиления α_g ($\omega = \Delta E/\hbar$) от приложенного напряже-

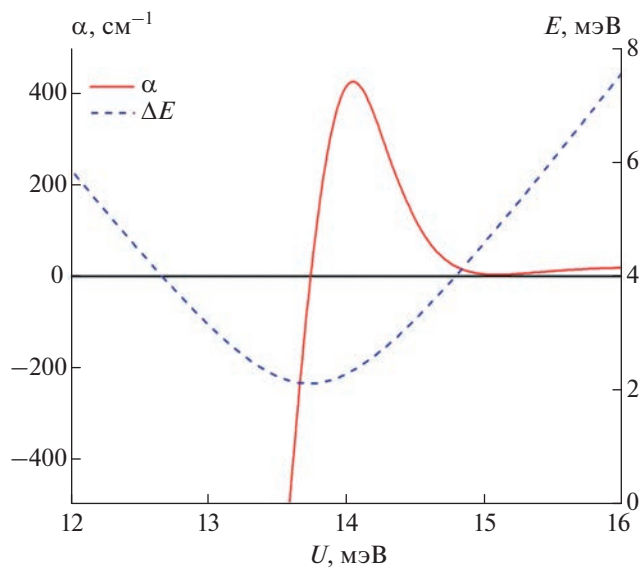


Рис. 3. Зависимость коэффициента усиления α и энергии перехода ΔE для СР1 от приложенного напряжения U для $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $n = 3$.

ния для структуры СР1. Параметр времени релаксации (параметр профиля Лоренца) был выбран $\gamma = 3.3 \text{ мэВ}$, согласно [20]. Уровень легирования структур был выбран как $n_e = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ исходя из требуемого значения коэффициента усиления с одной стороны, и значением, которое можно гарантировано реализовать при проведении росто-вых экспериментов. Полученная зависимость для СР2 имеет аналогичный вид. Максимальное значение коэффициента усиления достигается при небольшом положительном смещении относи-

тельно точки пересечения уровней $\Delta \epsilon = 0$, необходимого для создания инверсной заселенности. При дальнейшем увеличении $\Delta \epsilon$ величина коэф-фициента усиления быстро падает в связи с рез-ким уменьшением дипольного матричного эле-мента при выходе из области резонанса.

РАСЧЕТ ПОТЕРЬ

Для оценки коэффициента потерь излучения α_l и Г-фактора, также ограничивающего усиление, было необходимо определить дизайн резона-тора и волновода. Потери ТГц излучения сводят-ся к потерям на зеркалах α_m при выводе излуче-ния и потерям, обусловленным поглощением излучения в волноводе α_w , в данном случае в пло-скопараллельном волноводе. Рассчитанные коэф-фициенты поглощения и Г-фактор представлены в табл. 2 и 3. Принимая во внимание полученные данные, а также поведение коэффициента усиле-ния α_g (см. рис. 3), можно утверждать, что мини-мальным значением количества периодов при вы-бранной степени легирования $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ является 100. При таких параметрах структуры возможно на-блюдение генерации ТГц излучения. При этом пол-ный коэффициент поглощения $\alpha_l = \alpha_w + \alpha_m = 78 \text{ см}^{-1}$ оказывается меньше, чем максимальное значение усиления $\Gamma \alpha_g > 100 \text{ см}^{-1}$ в области резо-нанса для СР1. Для еще большего усиления, т.е. большего превышения усиления над потерями, потребуется либо увеличение уровня легирова-ния структуры или числа периодов. Верхняя гра-ница уровня легирования составляет около 10^{18} см^{-3} . При таком уровне легирования уже воз-никают проблемы с поддержанием высокого структурного качества структур, что подтверждает-ся результатом анализа спектров ФЛ [30–32]. В частности, уширение электронного спектра СР при $n \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$ превышает энергию ТГц перехо-да, что делает такую СР непригодной для созда-ния на ее основе ТГц источника. Аналогичная верхняя граница существует и для количества пе-риодов, оценочно она составляет две-три тысячи периодов. Таким образом, для выбранных струк-тур с уровнем легирования порядка $n \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ число периодов должно составлять не менее $N = 400$, учитывая возможные значительные поте-ри. Для СР1 превышение усиления над потерями составляет почти два порядка, что позволяет из-менять приложенное напряжение в интервале $13 < U < 15 \text{ мэВ}$ при сохранении условия $\alpha_l < \alpha_g$. Проведенные расчеты ВАХ показали монотон-ный рост характеристик со значениями удель-ной дифференциальной проводимости $1.5 \cdot 10^3$ и $1.7 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ для структур СР1 и СР2, соот-ветственно, при температуре $T = 300 \text{ К}$ и концен-трации электронов $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Рост тока с увели-

Таблица 2. Зависимость Г-фактора от числа периодов (строки) и степени легирования (столбцы)

$\Gamma, \%$	$n_e = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$n_e = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$n_e = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$
$N = 100$	87.8	90.1	92.2
$N = 200$	93.5	94.8	95.9
$N = 400$	96.6	97.3	97.9

Таблица 3. Зависимость α_w (потерь в волноводе) от числа периодов (строки) и степени легирования (столбцы)

$\alpha_w, \text{ см}^{-1}$	$n_e = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$n_e = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	$n_e = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$
$N = 100$	74.2	60.1	61.1
$N = 200$	65.1	50.2	51.3
$N = 400$	50.2	48.4	49.9

чением приложенного поля обусловлен увеличением вероятности межминизонных электронных переходов. В пределах расчетной погрешности производные ВАХ не принимают отрицательных значений. Полученный результат означает, что нежелательный эффект статической ОДП не должен наблюдаться в разработанных структурах CP1 и CP2.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

На основе выбранного дизайна структур и полученных оценок с помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии были выращены тестовые образцы для исследования их структурного совершенства и пригодности для создания ТГц источников. Синтезированные структуры исследовались методами высокоразрешающей рентгеновской рефлектометрии и дифрактометрии, в том числе с использованием синхротронных источников (СИ) [30–34]. Данные методы позволяют охарактеризовать образцы и определить с высокой достоверностью и точностью такие параметры, как толщина слоев и шероховатость интерфейсов. Перечисленные параметры играют ключевую роль при создании источников на межподзонных переходах в CP: при отклонении толщин слоев на 10% и более от заданных вид энергетического спектра радикально меняется, что приводит к изменению или исчезновению областей квазипересечения уровней.

Отклонения толщины слоев CP, определенные путем проведения детальных рентгеновских рефлектометрических и дифрактометрических исследований на лабораторных и СИ источниках излучения, не превышают нескольких процентов для образцов различной степени легирования. Согласно результатам исследований, все структуры, в том числе с высоким уровнем легирования, характеризуются четкими границами с $\sigma \sim 0.2\text{--}0.3$ нм. Данные результаты также косвенно подтверждают спектры ФЛ [32]. Отметим, что при исследовании на СИ начиная с высоких ($>4\text{--}5$) брэгговских порядков обнаружены небольшие пики, которые не наблюдаются при измерениях на лабораторном дифрактометре. Анализ показывает, что эти пики соответствуют сверхпериодичности пространственной структуры с периодом порядка 3–5 периодов CP и характеризуют малые колебания толщин слоев по глубине СМП-структуры. Причиной таких отклонений толщин могли стать: недостаточно высокая точностью начальных калибровок, изменение потоков материалов 3 группы во время роста структуры, а также нестационарное поведение потоков атомов в момент открытия заслонок источников материалов.

Тем не менее, обнаруженные слабые отклонения толщин, связанные с неравномерностью роста слоев CP, не должны существенно влиять на

выходные характеристики конечного источника ТГц излучения, в частности влиять на величину дипольного матричного элемента излучающего перехода и коэффициент усиления [35, 36].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные расчеты показали, что возможна реализация перестраиваемых источников ТГц на основе сверхмногопериодных структур типа GaAs/Al_{0.2}Ga_{0.8}As с числом периодов порядка 400 и степенью легирования порядка 10^{16} см⁻³. Предложенный дизайн структуры позволяет перестраивать частоту генерируемого излучения в широком диапазоне за счет возникновения набора квазипересечений на энергетической диаграмме CP. С помощью метода молекулярно-пучковой эпитаксии были синтезированы структуры с рассчитанными параметрами CP и проведены их исследования. Для изучения структурного совершенства образцов предложенных структур был использован целый ряд исследовательских методов: рентгеновская рефлектометрия и дифрактометрия, как на лабораторных, так и на СИ источниках излучения, ФЛ. Все перечисленные методы показали высокую степень структурного совершенства синтезированных образцов.

Работа поддержана Министерством образования и науки Российской Федерации (государственное задание “молодежная лаборатория” № 075-01438-22-06, FSEE-2022-0018; А.Д. Буравлев) и Российского научного фонда (проект № 19-12-00270-Р; разработка и создание оптимизационных алгоритмов; Л.М. Горай, А.С. Дашков).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Казаринов Р.Ф., Суриц Р.А. // ФТП. 1971. Т. 5. № 4. С. 797.
2. Esaki L., Tsu R. // IBM J. Res. Dev. 1970. V. 14. No. 1. P. 61.
3. Bosco L., Frankie M., Scalari G. et al. // Appl. Phys. Lett. 2019. V. 115. Art. No. 010601.
4. Leyman R., Bazieva N., Kruczek T. et al. // Recent Pat. Signal Process. 2012. V. 2. Art. No. 12.
5. Mattsson M.O., Simkó M. // Med. Devices (Auckland, NZ). 2019. V. 12. P. 347.
6. Banerjee A., Vajandar S., Basu T. Terahertz biomedical and healthcare technologies. Amsterdam: Elsevier, 2020. p. 225.
7. Federici J.F., Schulkin B., Huang F. et al. // Semicond. Sci. Technol. 2005. V. 20. No. 7. Art. No. S266.
8. Knipper R., Brahm A., Heinz E. et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol. 2015. V. 5. No. 6. P. 999.
9. Piesiewicz R., Jacob M., Koch M. et al. // IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron. 2008. V. 14. No. 2. P. 421.
10. Niu Z., Zhang B., Wang J. et al. // China Commun. 2020. V. 17. No. 3. P.131.

11. *Khalatpour A., Paulsen A.K., Deimert C. et al.* // Nature. Photon. 2021. V. 15. No. 1. P. 16.
12. *Lu Q., Razeghi M.* // Photonics. 2016. V. 3. No. 3. P. 42.
13. *Vitiello M.S., Tredicucci A.* // Adv. Phys.-X. 2021. V. 6. No. 1. Art. No. 1893809.
14. *Köhler R., Tredicucci A., Beltram F. et al.* // Nature. 2002. V. 417. No. 6885. P. 156.
15. *Wannier G.H.* // Phys. Rev. 1960. V. 117. No. 2. P. 432.
16. *Алтухов И.В., Дижур С.Е., Каган М.С. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2016. Т. 103. № 2. С. 128; *Altukhov I.V., Dizhur S.E., Kagan M.S. et al.* // JETP Lett. 2016. V. 103. No. 2. P. 122.
17. *Kagan M.S., Altukhov I.V., Paprotskiy S.K. et al.* // Lith. J. Phys. 2014. V. 54. No. 1. P. 50.
18. *Андронов А.А., Додин Е.П., Зинченко Д.И. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 2015. Т. 102. № 4. С. 235; *Andronov A.A., Dodin E.P., Zinchenko D.I. et al.* // JETP Lett. 2015. V. 102. No. 4. P. 207.
19. *Andronov A.A., Ikonnikov A.V., Maremianin K.V. et al.* // ФТП. 2018. Т. 52. № 4. С. 463; *Andronov A.A., Ikonnikov A.V., Maremianin K.V. et al.* // Semiconductors. 2018. V. 52. No. 4. P. 431.
20. *Андронов А.А., Додин Е.П., Зинченко Д.И. и др.* // Квант. электрон. 2010. Т. 40. № 5. С. 400; *Andronov A.A., Dodin E.P., Zinchenko D.I. et al.* // Quantum Electron. 2010. V. 40. No. 5. P. 400.
21. *Jirauschek C.* // IEEE J. Quantum Electron. 2009. V. 45. No. 9. P. 1059.
22. *Kane E.O.* Handbook on semiconductors. Amsterdam: Elsevier. 1982. P. 193.
23. *Vurgaftman I., Meyer J.R., Ram-Mohan L.R.* // J. Appl. Phys. 2001. V. 89. No. 11. P. 5815.
24. *Williams B.S.* // Nature Photonics. 2007. V. 1. No. 9. P. 517.
25. *Kohen S., Williams B.S., Hu Q.* // J. Appl. Phys. 2005. V. 97. No. 5. Art. No. 053106.
26. *Dashkov A.S., Goray L.I.* // J. Phys. Conf. Ser. 2019. V. 1410. Art. No. 012085.
27. *Jirauschek C., Kubis T.* // Appl. Phys. Rev. 2014. V. 1. No. 1. Art. No. 011307.
28. *Dashkov A.S., Goray L.I.* // Semiconductors. 2020. V. 54. No. 14. P. 1823.
29. *Sirtori C., Capasso F., Faist J., Scandolo S.* // Phys. Rev. B. 1994. V. 50. No. 12. P. 8663.
30. *Горай Л.И., Пирогов Е.В., Соболев М.С. и др.* // ЖТФ. 2020. Т. 90. № 11. С. 1906; *Goray L.I., Pirogov E.V., Sobolev M.S. et al.* // Tech. Phys. 2020. V. 65. No. 11. P. 1822.
31. *Горай Л.И., Пирогов Е.В., Свечников М.В. и др.* // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 15. С. 7; *Goray L.I., Pirogov E.V., Svechnikov M.V. et al.* // Tech. Phys. Lett. 2021. V. 47. No. 10. P. 757.
32. *Goray L.I., Pirogov E.V., Nikitina E.V. et al.* // Semiconductors. 2019. V. 53. No. 14. P. 1914.
33. *Goray L.I., Pirogov E.V., Sobolev M.S. et al.* // J. Physics D. 2020. V. 53. No. 45. Art. No. 455103.
34. *Goray L.I., Pirogov E.V., Sobolev M.S. et al.* // Semiconductors. 2019. V. 53. No. 14. P. 1910.
35. *Beere H.E., Fowler J.C., Alton J. et al.* // J. Cryst. Growth. 2005. V. 278. No. 1. P. 756.
36. *Герчиков Л.Г., Дашков А.С., Горай Л.И., Буравлев А.Д.* // ЖЭТФ. 2021. Т. 160. № 2. С. 197; *Gerchikov L.G., Dashkov A.S., Goray L.I., Bouravleuv A.D.* // JETP. 2021. V. 133. No. 2. P. 161.

Terahertz radiation sources based on AlGaAs/GaAs superlattices

**A. S. Dashkov^{a, b, *}, L. G. Gerchikov^{a, b}, L. I. Goray^{a, b, d, e}, N. Yu. Kharin^c, M. S. Sobolev^{a, b},
R. A. Khabibullin^f, A. D. Bouravleuv^{b, d, e}**

^a*Saint Petersburg National Research Academic University of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 194021 Russia*

^b*St. Petersburg Electrotechnical University, St. Petersburg, 197376 Russia*

^c*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, 195251 Russia*

^d*Institute for Analytical Instrumentation of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, 190103 Russia*

^e*University associated with IE EAEC, St. Petersburg, 199106 Russia*

^f*Mokerov Institute of Ultra-high Frequency Semiconductor Electronics of the Russian Academy of Sciences, Moscow, 117105 Russia*

^{*}*e-mail: Dashkov.Alexander.OM@gmail.com*

We proposed several types of design of terahertz emitters based on the perfect AlGaAs/GaAs superlattices obtained by molecular-beam epitaxy. Transition energies, gain, and losses are calculated for the developed structures, which determined the design of the created experimental structures.