

## Генерация длинноволнового стимулированного излучения в квантовых ямах HgCdTe с увеличенным энергетическим порогом оже-рекомбинации

К. А. Мажукина<sup>+\*1)</sup>, В. В. Румянцев<sup>+</sup>, А. А. Дубинов<sup>+\*</sup>, В. В. Уточкин<sup>+</sup>, А. А. Разова<sup>+</sup>, М. А. Фадеев<sup>+</sup>, К. Е. Спириин<sup>×</sup>, М. С. Жолудев<sup>+\*</sup>, Н. Н. Михайлов<sup>°</sup>, С. А. Дворецкий<sup>°</sup>, В. И. Гавриленко<sup>+\*</sup>, С. В. Морозов<sup>+\*</sup>

<sup>+</sup>Институт физики микроструктур РАН, 603087 Нижний Новгород, Россия

<sup>\*</sup>Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>×</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

<sup>°</sup>Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 19 июля 2023 г.

После переработки 30 июля 2023 г.

Принята к публикации 31 июля 2023 г.

В работе исследовались различные дизайны диэлектрических волноводов для получения стимулированного излучения (СИ) в диапазоне длин волн 15–30 мкм из гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе CdHgTe, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Снижение радиационных потерь в оптимизированных структурах позволило снизить пороговую интенсивность возникновения СИ до значений  $\sim 100$  Вт/см<sup>2</sup>. Модернизация технологии роста привела к уменьшению остаточной концентрации кадмия в КЯ HgCdTe до 2.5 %, благодаря чему удалось увеличить пороговую энергию оже-рекомбинации и добиться предельной температуры наблюдения СИ на межзонных переходах выше 100 К. Полученные результаты создают предпосылки для реализации источников когерентного излучения, превосходящих по характеристикам используемые в спектральном диапазоне 15–30 мкм лазеры на основе халькогенидов свинца–олова.

DOI: 10.31857/S1234567823170019 EDN: jyzuax

В настоящее время наиболее распространенными из компактных источников когерентного излучения в длинноволновой части среднего и дальнем инфракрасном (ИК) диапазоне являются квантово-каскадные лазеры (ККЛ) на основе полупроводников A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> [1]. Практическая потребность в подобных когерентных источниках во многом связана с актуальными задачами спектроскопии и анализа сложных соединений, в том числе органических [2], представляющих большой интерес в области биоинженерии, мониторинга окружающей среды, фундаментальных исследований и пр [3–6]. В то же время существует широкий диапазон длин волн (20–60 мкм), в котором ККЛ на основе A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> не работают вследствие сильного фононного поглощения в этих полупроводниках [1].

Альтернативным источником излучения в дальнем ИК диапазоне являются межзонные лазеры на основе халькогенидов свинца–олова PbSnSe(Te). В

лазерах этого типа получено излучение в диапазоне длин волн 20–50 мкм [7, 8] при токовой накачке, однако максимальная температура генерации в этом диапазоне практически не превосходит температуры жидкого азота [9]. Создание гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на основе PbSnSe(Te) осложняется из-за сильного рассогласования постоянных решетки халькогенидов свинца и халькогенидов олова и высокой остаточной концентрацией дефектов [10].

Другой известной системой, в которой фононное поглощение сдвинуто относительно A<sup>III</sup>B<sup>V</sup> материалов в длинноволновую область спектра, являются твердые растворы кадмий–ртуть–теллур (CdHgTe) [11]. Возможность использования гетероструктур с КЯ на основе HgCdTe в качестве активной среды длинноволновых лазеров рассматривалась в теоретических работах [12, 13]. На протяжении последних десятилетий достигнут значительный прогресс в технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) твердых растворов HgCdTe с прецизионным контролем состава и толщины слоев вплоть до монослоя, в свя-

<sup>1)</sup>e-mail: mazhukina@ipmras.ru

Таблица 1. Параметры исследуемых структур

Образец #	Подложка	$D_{\text{buf}}, \mu\text{m}$	$D_1, \mu\text{m}$	$D, \mu\text{m}$	$D_2, \mu\text{m}$	$x_{\text{wg}}$	$N_{\text{QW}}$	$d_{\text{QW}}, \text{nm}$	$x_{\text{QW}}$
#1	<i>i</i> -GaAs	15	4.0	0.6	5.0	0.64–0.66	15	7.8	0.074
#2	$n^{++}$ -GaAs	10	1.8	0.6	3.0	0.62–0.64	20	6.5	0.062
#3	$n^{++}$ -GaAs	10	2.5	0.5	4.0	0.61–0.65	20	5.4	0.026
#4	<i>i</i> -GaAs	15	4.1	0.7	5.1	0.63–0.65	21	4.9	0.025
#5	$n^{++}$ -GaAs	10	2.6	0.6	3.8	0.61–0.63	20	5.2	0.028

зи с чем наблюдается рост числа исследований узкозонных гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ) на его основе [14, 15]. В недавних работах [16, 17] в таких структурах удалось получить генерацию на межзонных переходах в диапазоне температур 8–70 К при оптической накачке, а максимальная длина волны (при 8 К) составила 31 мкм, что лежит за пределами диапазона, доступного для существующих ККЛ.

Цель настоящей работы – исследование пороговой плотности мощности накачки и максимальной температуры, при которых возможна генерация на межзонных переходах в гетероструктурах с КЯ HgTe/CdHgTe в контексте сравнения с существующими лазерами на основе халькогенидов свинцолова.

Все исследованные структуры были выращены методом МЛЭ на GaAs-подложке с буферными слоями ZnTe (толщиной 50 нм) и CdTe ( $D_{\text{buf}}$ , толщиной от 10 до 15 мкм) с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев [18]. В качестве активной области структуры содержали массив из  $N_{\text{QW}}$  узких КЯ (толщиной  $d_{\text{QW}}$ ) с небольшим остаточным содержанием Cd ( $x_{\text{QW}}$ ) [19], встроенных в волноводный слой (толщины  $D_1, D_2$ ) с концентрацией кадмия  $x_{\text{wg}}$  (табл. 1) таким образом, чтобы пучность  $\text{TE}_0$ -моды локализовывалась в пространстве, содержащем слой с КЯ (рис. 1). Совокупная толщина активной области (общая толщина квантовых ям и барьеров, их разделяющих) обозначена  $D$ . Параметры слоев планарного диэлектрического волновода приведены в табл. 1, и более подробно будут рассмотрены ниже.

Образцы  $5 \times 5 \text{ мм}^2$  устанавливались на холодный палец оптического криостата замкнутого цикла с доступным диапазоном температур от 8 до 300 К, с входным окном на основе ZnSe и выходным окном на основе КРС-5. Оптическое возбуждение структур обеспечивалось импульсным  $\text{CO}_2$ -лазером с рабочей длиной волны 10.6 мкм, энергией в импульсе до 40 мДж, длительностью импульса  $\sim 100$  нс и частотой повторения импульсов до 50 Гц. Излучение от образцов при помощи эллиптического зеркала заводилось в ИК фурье-спектрометр Bruker Vertex 80v,

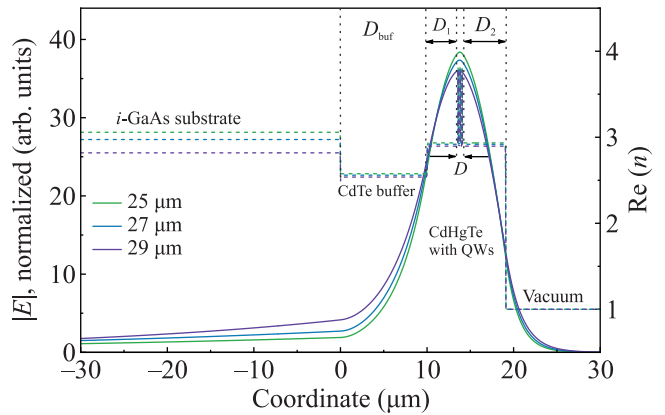


Рис. 1. (Цветной онлайн) Типичный дизайн волноводных гетероструктур на основе CdHgTe с множественными КЯ, помещенными в пучность  $\text{TE}_0$ -моды. Параметры исследуемых структур, отмеченные на рисунке, приведены в табл. 1. Расчетное распределение поля моды для длин волн 25–29 мкм (левая вертикальная ось) показано сплошными линиями, пунктирными линиями обозначено распределение реальной части показателя преломления (правая вертикальная ось)

работавший в режиме пошагового сканирования. В качестве детекторов использовались фотосопротивления на основе HgCdTe (с красной границей 24 мкм) и кремниевый болометр (диапазон волновых чисел  $10\text{--}700 \text{ см}^{-1}$ ).

Идентификация спектров стимулированного излучения (СИ) производилась по характерным признакам: ширине линии излучения (рис. 2а) и “пороговому” сверхлинейному росту интегрального сигнала от мощности накачки (рис. 2б). Полная ширина на полувысоте (FWHM) линии СИ составляла 1.5 мэВ и не менялась с температурой. Данная величина существенно меньше минимальной ширины спектра для спонтанного излучения ( $0.7kT$  для случая квантовой ямы с параболическим законом дисперсии) даже в предположении нулевого неоднородного уширения, хотя величина размытия красной границы межзонных переходов в подобных структурах, как правило, составляет единицы мэВ [19].

Условием развития СИ в образце является равенство величины усиления общим потерям в структуре,

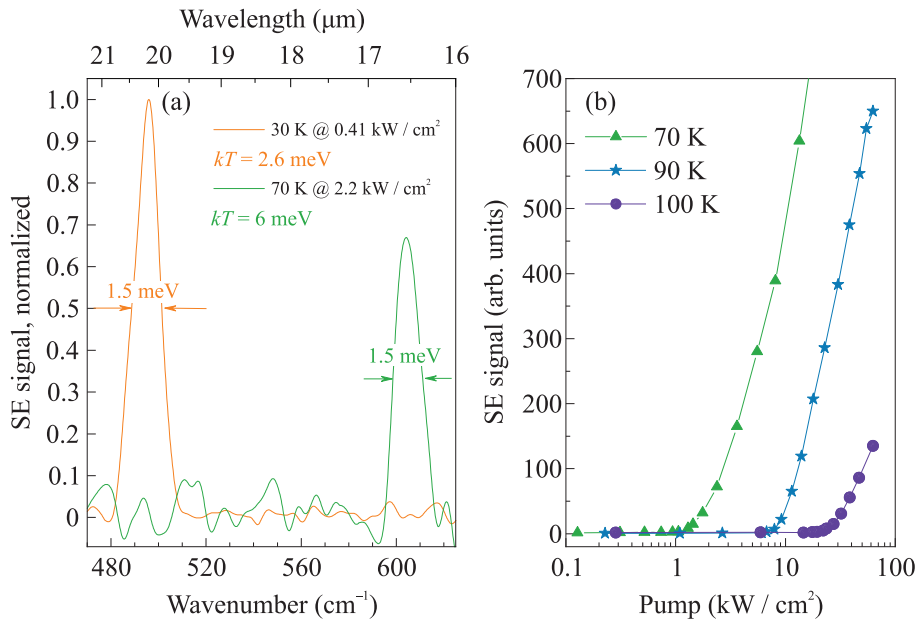


Рис. 2. (Цветной онлайн) (а) – Спектры СИ структуры # 5 при  $T = 30$  и  $70$  К. (б) – Зависимость сигнала СИ структуры # 5 от интенсивности лазера накачки при различных температурах

что выражается соотношением:  $(G - \alpha_a)\Gamma = \alpha_p + \alpha_m$  [20], где  $G$  – коэффициент усиления активной среды,  $\alpha_a$  – коэффициент потерь в активной среде,  $\Gamma$  – фактор оптического ограничения,  $\alpha_p$  и  $\alpha_m$  – коэффициенты поглощения в пассивных слоях и потерь на вывод излучения соответственно. В данной работе исследуются макроскопические образцы, поэтому потерями  $\alpha_m$  можно пренебречь. Наибольшую роль играет соотношение  $\alpha/\Gamma$  (коэффициента поглощения в пассивных слоях ( $\alpha_p$ ) и фактора оптического ограничения ( $\Gamma$ )).  $\Gamma$ -фактор – это доля электромагнитного излучения в активной области. По порядку величины  $\Gamma$ -фактор можно оценить, как отношение совокупной толщины квантовых ям ( $N_{QW} \times d_{QW}$ ) к толщине волноводного слоя  $D_1 + D_2$ , что дает оценку  $\sim 0.01$ . Строгое выражение для  $\Gamma$ -фактора можно найти в книге [20]. При выполнении условия  $n_{GaAs} \geq n_{CdTe}$  (показатель преломления GaAs-подложки превышает показатель преломления буферного слоя CdTe), наблюдается значительный рост параметра  $\alpha/\Gamma$ , возникающий из-за “вытекания” моды в подложку (рис. 1) [17]. Расчет зависимости модуля электрического поля для разных длин волн (25, 27, 29 мкм) проводился для фиксированной энергии электромагнитного поля в  $TE_0$ -моды, поэтому увеличение  $|E|$  в подложке с ростом длины волны сопровождается его уменьшением в активной области. Если рассматривать  $\Gamma$ -фактор как функцию длины волны, то из-за уменьшения амплитуды электромагнитного поля в области КЯ с ростом длины волны  $\Gamma$ -фактор уменьшается.

Для подавления этого эффекта были апробированы два типа оптимизации дизайна диэлектрических волноводов: увеличение толщины буферного слоя CdTe и рост структур на  $n^{++}$ -GaAs подложке.

Ранее рост структур на утолщенном буфере CdTe (15 мкм) позволил получить СИ с длиной волны 27 мкм при температуре 8 К [17], что соответствует максимуму потерь в структуре со стандартной толщиной буфера 10 мкм (рис. 3). Однако увеличение толщины буферного слоя приводит к значительному увеличению времени роста структур из-за резкого увеличения их общей толщины. Поэтому в качестве альтернативы были исследованы структуры, выращенные на  $n^{++}$ -GaAs подложке. Подложка с концентрацией свободных носителей  $n \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$  обладает высоким коэффициентом отражения в дальнем ИК диапазоне, что позволяет улучшить локализацию  $TE_0$ -моды, при этом сохранив общую толщину структуры менее  $\sim 15$  мкм.

На рисунке 3 линиями представлена зависимость модовых потерь, деленных на фактор оптического ограничения, для структур из предыдущих работ [16, 17] и для структур, выращенных на утолщенном CdTe буфере и легированной GaAs-подложке. Удобство величины  $\alpha/\Gamma$  состоит в том, что она соответствует значению материального усиления в КЯ, при котором становится возможным возникновение СИ. Символами представлена пороговая плотность мощности накачки для исследуемых структур. Видно, что оба варианта оптимизации структур приво-

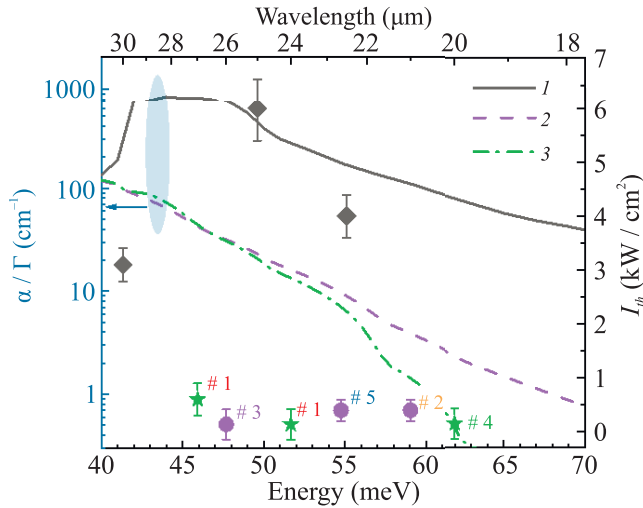


Рис. 3. (Цветной онлайн) Линии показывают результаты расчетов модовых потерь, деленных на коэффициент оптического ограничения для волноводных структур, выращенных на: 1 –  $i$ -GaAs подложке с толщиной CdTe буфера 10 мкм (структур S1 и S2 из работы [17] и B0225 из работы [19]); 2 –  $n^{++}$ -GaAs подложке с толщиной CdTe буфера 10 мкм; 3 –  $i$ -GaAs подложке с толщиной CdTe буфера 15 мкм. Символы показывают пороговую плотность мощности накачки возникновения СИ для структур S1, S2 из работы [17] и B0225 из работы [19] (ромбы, правая вертикальная ось) и структур, исследуемых в данной работе, при  $T = 8$ – $10$  К (прочие символы, правая вертикальная ось). Для структуры #1 показаны характеристики 2 образцов, выколотых с разных сторон пластины

дят к значительному снижению радиационных потерь. При этом дизайн с расположением активной области на легированной подложке позволяет сократить совокупную толщину структуры до 15 мкм, в то время как при увеличенной толщине буфера она составляет около 25 мкм. Несмотря на несколько большие значения параметра  $\alpha/\Gamma$  в диапазоне 25–17 мкм в структурах, выращенных на  $n^{++}$ -GaAs подложке, по сравнению со структурами с увеличенной толщиной буфера CdTe, и в том, и в другом случае, оптимизация волноводного слоя позволила снизить пороговую интенсивность возникновения СИ более чем на порядок до значений  $\sim 100$  Вт/см<sup>2</sup> при 8 К.

Непосредственное сравнение пороговой плотности накачки для исследуемых структур и инжекционных лазеров на основе халькогенидов свинца-олова затруднено из-за различных механизмов накачки. Простая методика пересчета эквивалентной плотности тока из известной интенсивности оптической накачки для предлагаемых лазерных структур на основе HgCdTe дает значения в диапазоне десятков А/см<sup>2</sup>, в то время как в интересующем нас диапа-

зоне длин волн пороговая плотность тока лазеров на основе PbSnSe составляет 200–1000 А/см<sup>2</sup> [9]. Однако поскольку в структурах с токовой накачкой должны присутствовать легированные слои, которые ведут к дополнительным потерям на свободных носителях, а также не удается избежать существенного разогрева неравновесных электронов и дырок при их инжекции из барьеров, ожидаемые значения пороговой плотности тока в реальных структурах на порядок выше [21], и таким образом находятся на одном уровне с лазерами на основе халькогенидов свинца-олова.

С ростом температуры линия СИ сдвигается в коротковолновый диапазон из-за уменьшения ширины запрещенной зоны. Из рисунка 3 видно, что с уменьшением длины волны потери падают до пренебрежимо малых величин ( $< 10$  см<sup>-1</sup>). Поэтому при высоких температурах основное влияние на возникновение генерации оказывает оже-рекомбинация, приводящая к разогреву носителей, который ограничивает возможность усиления на межзонных переходах. Особенностью зонного спектра исследуемых структур является участок квазигиперболического закона дисперсии в окрестности точки  $k = 0$  нм<sup>-1</sup>, подавляющего оже-рекомбинацию [16]. Однако вдали от центра зоны Бриллюэна в первой валентной подзоне возникают отклонения от гиперболического закона дисперсии в виде боковых максимумов с высокой плотностью состояний (рис. 4а). Положение боковых максимумов фактически определяет пороговую энергию оже-рекомбинации ( $E_{th}$ ), т.е. минимальную суммарную кинетическую энергию начальной системы трех частиц, требуемую для выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса при оже-процессе.

Как показывают расчеты, увеличение  $E_{th}$  достигается путем уменьшения ширины и концентрации кадмия в КЯ. До недавнего времени снижение кадмия менее 6.5 % [19] было недоступно в используемой технологии МЛЭ из-за специфических “кольцевых” источников кадмия. В работе [22] была теоретически исследована вероятность оже-рекомбинации в квантовых ямах CdHgTe с различной долей Cd при различных концентрациях неравновесных носителей. Расчеты предсказывали, что увеличение пороговой энергии оже-рекомбинации при малой доле кадмия (0–3 %) не приведет к сильному снижению темпа оже-рекомбинации для релевантного диапазона концентраций неравновесных носителей  $n \sim 6 \cdot 10^{10} - 2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Максимальное подавление оже-процесса предсказывалось для КЯ с концентрацией кадмия  $\sim 6$  % и связывалось с сильным экранированием кулоновского взаимодействия “тяжелыми” свободными носителями заряда в боковых

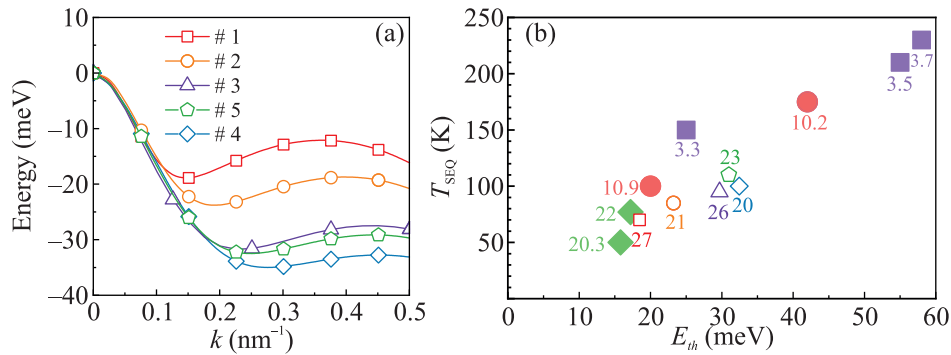


Рис. 4. (Цветной онлайн) (а) – Рассчитанный энергетический спектр первой валентной подзоны размерного квантования для КЯ HgCdTe в исследуемых структурах. Расчет выполнен в рамках модели Берга–Форемана с гамильтонианом Кейна  $8 \times 8$ . (б) – Зависимость температуры гашения СИ  $T_{\text{SEQ}}$  от пороговой энергии оже-рекомбинации  $E_{th}$ . Подписи символов отражают максимальную длину волны СИ, полученную из структуры при температуре 8–10 К

максимумах первой валентной подзоны. Отметим, что данный результат был получен в рамках классического подхода (без использования приближения случайных фаз), который может приводить к завышению эффективности экранировки [22] и таким образом, нуждается в экспериментальной проверке.

В настоящей работе благодаря модернизации источника кадмия удалось достичь концентрации Cd в КЯ 2.5–2.8%, что привело к увеличению пороговой энергии оже-рекомбинации практически в 2 раза. Для иллюстрации влияния пороговой энергии оже-рекомбинации на максимальную температуру генерации на межзонных переходах была построена зависимость температуры гашения СИ  $T_{\text{SEQ}}$  от  $E_{th}$  (рис. 4б).

Видно, что точки, соответствующие исследуемым структурам, в целом согласуются с трендом, обнаруженным ранее [16]: максимальная температура СИ, при которой возможна генерация на межзонных переходах, растет с увеличением пороговой энергии оже-рекомбинации. Эмпирически данный тренд можно описать зависимостью  $T_{\text{SEQ}} \sim c \cdot E_{th}$ , где коэффициент  $c$  от 3 до 4 К/мэВ. Иными словами, температура, при которой происходит активация оже-процесса, приводящего к разогреву носителей и гашению СИ, растет с уменьшением концентрации кадмия в КЯ из-за того, что неравновесные носители достигают боковых максимумов, в которых оже-рекомбинация не запрещена законами сохранения, при более высоких температурах. Таким образом, влияние пороговой энергии на темп оже-рекомбинации преобладает над увеличением эффективности экранирования кулоновского взаимодействия “тяжелыми” дырками в боковых максимумах, в том числе в КЯ с концентрацией Cd менее 6.5%.

Определяющая роль пороговой энергии оже-рекомбинации подтверждается и при низких температурах решетки. В этом случае температура носителей зависит от условий накачки и может лежать в диапазоне от равновесной до сотен кельвинов. В работе [23] даже при температуре решетки 8 К при увеличении мощности накачки с энергией кванта 600 мэВ вскоре после порога возникновения усиления в структуре наступало полное гашение СИ за счет разогрева носителей из-за оже-рекомбинации. В оптимизированных структурах в аналогичных условиях интенсивность СИ не уменьшается до нуля, а выходит на насыщение, что является дополнительным подтверждением уменьшения эффективности оже-процессов и их влияния на разогрев носителей и гашение СИ, из-за повышения пороговой энергии  $E_{th}$ .

Таким образом, в данной работе продемонстрировано, что увеличение пороговой энергии оже-рекомбинации способствует росту максимальной температуры, при которой возможна генерация на межзонных переходах, и снижает неблагоприятное влияние разогрева носителей при большой разнице в энергии квантов накачки и СИ. В лучших из исследуемых структур доля Cd в КЯ была снижена до ~2.5%, благодаря чему удалось достичь температур около 100 К, что превышает аналогичные показатели для лазеров на основе халькогенидов свинца-олова. Так как не было обнаружено существенного влияния экранировки кулоновского взаимодействия при оже-рекомбинации, в чистых КЯ HgTe/CdHgTe можно ожидать дальнейшего увеличения рабочей температуры. Как увеличение толщины буфера CdTe до 15 мкм, так и рост структур на  $n^{++}$ -GaAs подложке, позволили снизить пороговую интенсивность возникновения СИ более чем на порядок до

значений  $\sim 1$  кВт/см<sup>2</sup> при 77 К. При этом дизайн с расположением активной области на легированной подложке более предпочтителен, так как позволяет сократить совокупную толщину структуры до 15 мкм, в то время как при увеличенной толщине буфера она составляет около 25 мкм, что важно с точки зрения эффективности технологического процесса. Таким образом, полученные результаты открывают возможность создания лазеров дальнего ИК диапазона с рабочей температурой выше температуры кипения азота.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (грант # 075-15-2020-797 (13.1902.21.0024)).

1. M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, and P. De Natale, *Opt. Express* **23**, 5167 (2015).
2. R. J. Falconer and A. G. Markelz, *J. Infrared Millim. Terahertz Waves* **33**, 973 (2012).
3. O. Pirali, N.-T. Van-Oanh, P. Parneix, M. Vervloet, and P. Brechignac, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **8**(32), 3707 (2006).
4. K. H. Michaelian, Q. Wen, B. E. Billinghamurst, J. M. Shaw, and V. Lastovka, *Vib. Spectrosc.* **58**, 50 (2012).
5. F. Cataldo, D. A. Garcia-Hernandez, and A. Manchado, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **429**(4), 3025 (2013).
6. M. Lamperti, R. Gotti, D. Gatti, M. K. Shakfa, E. Cane, F. Tamassia, P. Schunemann, P. Laporta, A. Farooq, and M. Marangoni, *Commun. Phys.* **3**(1), 1 (2020).
7. Л. Н. Курбатов, А. Д. Бритов, С. М. Караваев, С. Д. Сиваченко, С. Н. Максимовский, И. И. Овчинников, М. М. Рзаев, П. М. Старик, *Письма в ЖЭТФ* **37**(9), 422 (1983).
8. К. В. Маремьянин, А. В. Иконников, Л. С. Бовкун, В. В. Румянцев, Е. Г. Чижевский, И. И. Засавицкий, В. И. Гавриленко, *Физика и техника полупроводников* **52**(12), 1486 (2018).
9. К. В. Маремьянин, А. В. Иконников, А. В. Антонов, В. В. Румянцев, С. В. Морозов, Л. С. Бовкун, К. Р. Умбеталиева, Е. Г. Чижевский, И. И. Засавицкий, В. И. Гавриленко, *Физика и техника полупроводников* **49**(12), 1672 (2015).
10. A. R. Adams, C. T. Elliott, A. Krier, B. N. Murdin, and M. Tacke, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **359**, 547 (2001).
11. D. N. Talwar and M. Vandevyver, *J. Appl. Phys.* **56**(6), 1601 (1984).
12. V. M. Menon, L. R. Ram-Mohan, I. Vurgaftman, and J. R. Meyer, *J. Electron. Mater.* **29**(6), 865 (2000).
13. I. Vurgaftman and J. R. Meyer, *Opt. Express* **2**(4), 137 (1998).
14. L. Lunczer, P. Leubner, M. Endres, V. L. Müller, C. Brüne, H. Buhmann, and L. W. Molenkamp, *Phys. Rev. Lett.* **123**(4), 47701 (2019).
15. S. Gebert, C. Consejo, S. S. Krishtopenko et al. (Collaboration), *Nat. Photonics* **17**(3), 244 (2023).
16. S. V. Morozov, V. V. Romyantsev, M. S. Zholudev, A. A. Dubinov, V. Ya. Aleshkin, V. V. Utochkin, M. A. Fadeev, K. E. Kudryavtsev, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzkii, V. I. Gavrilenko, and F. Teppe, *ACS Photonics* **8**, 3526 (2021).
17. V. V. Romyantsev, A. A. Dubinov, V. V. Utochkin, M. A. Fadeev, V. Ya. Aleshkin, A. A. Razova, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, V. I. Gavrilenko, and S. V. Morozov, *Appl. Phys. Lett.* **121**, 182103 (2022).
18. V. A. Shvets, N. N. Mikhailov, D. G. Ikusov, I. N. Uzhakov, and S. A. Dvoretzkii, *Opt. Spectrosc.* **127**(2), 34 (2019).
19. V. V. Romyantsev, A. A. Razova, L. S. Bovkun et al. (Collaboration), *Nanomaterials* **11**, 1855 (2021).
20. H. C. Casey and M. B. Panich, *Heterostructure lasers*, Academic Press, N.Y. (1978).
21. A. Afonenko, D. Ushakov, G. Alymov, A. Dubinov, S. Morozov, V. Gavrilenko, and D. Svintsov, *Journal of Physics D: Applied Physics* **54**(17), 175108 (2021).
22. V. Ya. Aleshkin, V. V. Romyantsev, K. E. Kudryavtsev, A. A. Dubinov, V. V. Utochkin, M. A. Fadeev, G. Alymov, N. N. Mikhailov, S. A. Dvoretzky, F. Teppe, V. I. Gavrilenko, and S. V. Morozov, *J. Appl. Phys.* **129**, 133106 (2021).
23. В. В. Румянцев, Н. С. Куликов, А. М. Кадыков, М. А. Фадеев, А. В. Иконников, А. С. Казаков, М. С. Жолудев, В. Я. Алешкин, В. В. Уточкин, Н. Н. Михайлов, С. А. Дворецкий, С. В. Морозов, В. И. Гавриленко, *Физика и техника полупроводников* **52**(11), 1263 (2018).