

Непрерывное стимулированное излучение в области 10–14 мкм при оптической накачке в структурах с квантовыми ямами HgCdTe/CdHgTe с квазирелятивистским законом дисперсии

© В.В. Уточкин¹, В.Я. Алёшкин¹, А.А. Дубинов¹, В.И. Гавриленко¹, Н.С. Куликов¹,
М.А. Фадеев¹, В.В. Румянцев¹, Н.Н. Михайлов², С.А. Дворецкий²,
А.А. Разова¹, С.В. Морозов¹

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, ГСП-105, Россия

² Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

E-mail: xenonum@bk.ru

Поступила в Редакцию 10 июня 2020 г.

В окончательной редакции 17 июня 2020 г.

Принята к публикации 17 июня 2020 г.

В двух волноводных гетероструктурах с массивами квантовых ям $\text{Hg}_{0.892}\text{Cd}_{0.108}\text{Te}/\text{Cd}_{0.63}\text{Hg}_{0.37}\text{Te}$ толщиной 6.1 нм и $\text{Hg}_{0.895}\text{Cd}_{0.105}\text{Te}/\text{Cd}_{0.66}\text{Hg}_{0.34}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм при 8 К впервые получено стимулированное излучение на длинах волн 10.3 и 14 мкм при непрерывном оптическом возбуждении. Показано, что благодаря наличию Cd в квантовых ямах уменьшается влияние флуктуаций толщины квантовых ям на энергию межзонных переходов в ней, что в итоге может являться причиной существенного уменьшения пороговой интенсивности для генерации стимулированного излучения.

Ключевые слова: HgCdTe, квантовые ямы, стимулированное излучение, непрерывная генерация.

DOI: 10.21883/FTP.2020.10.49963.45

1. Введение

Многие прикладные задачи оптики дальнего инфракрасного (ИК) диапазона, такие как спектроскопия газов и твердых тел, а также мониторинг окружающей среды, требуют разработки компактных источников когерентного излучения, в частности, полупроводниковых лазеров. Лучшими характеристиками из полупроводниковых лазеров в дальнем ИК диапазоне обладают квантово-каскадные лазеры (ККЛ) на основе $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ полупроводников — так, в ККЛ уже получена генерация в диапазонах 3–25 и 60–300 мкм (см., например, [1]). Однако существует область длин волн от 25 до 60 мкм, в которой наблюдается сильное фононное поглощение в $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ материалах, что затрудняет получение лазерной генерации в ККЛ на их основе.

Альтернативным компактным источником излучения в этом диапазоне могут служить межзонные полупроводниковые лазеры, широко распространенные в ближнем ИК диапазоне. Создание межзонных лазеров для дальнего ИК диапазона представляет интерес ввиду их относительно простого дизайна, который позволяет получать генерацию даже в полупроводниках с менее развитой технологией роста, чем в соединениях $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Основным препятствием лазерной генерации в длинноволновых межзонных источниках является влияние безызлучательных механизмов рекомбинации, в особенности, оже-рекомбинации. В межзонных полупроводниковых лазерах дальнего ИК диапазона, из-за уменьшения ширины запрещенной зоны, оже-рекомбинация играет

важную роль даже при низкой концентрации носителей. Фактором, существенно подавляющим скорость оже-рекомбинации, является симметрия законов дисперсии носителей в зоне проводимости и валентной зоне [2,3]. Хорошо известно, что для выполнения законов сохранения энергии и квазиимпульса суммарная кинетическая энергия частиц, участвующих в оже-процессе, должна превышать пороговую энергию оже-рекомбинации E_{th} , определяемую из вида законов дисперсии носителей [4]. Для некоторых видов законов дисперсии, например, гиперболических законов дисперсии дираковских фермионов, оказывается невозможным выполнение законов сохранения энергии и квазиимпульса в ходе оже-процесса при любой энергии изначальной трехчастичной системы [5]. Как результат, оже-процессы низших порядков оказываются запрещены или существенно подавлены. Одной из полупроводниковых систем, законы дисперсии носителей в которой квазигиперболические в окрестности $k = 0$, являются гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) HgCdTe/CdHgTe [6]. Твердый раствор HgCdTe позволяет варьировать ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ, а частота оптических фононов в нем сдвинута в низкочастотную область по сравнению с $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ полупроводниками. Энергия CdTe-подобных оптических фононов в узкозонных составах HgCdTe лежит вблизи 20 мэВ [7], а HgTe-подобных — ~ 15 мэВ, благодаря чему решеточное поглощение не препятствует генерации стимулированного излучения (СИ) в диапазоне длин волн 10–30 мкм.

В последнее время прогресс в технологии роста данных структур позволил существенно понизить остаточную концентрацию примесей и дефектов, а также подавить флуктуации твердого раствора [8], что сделало возможным продвижение длины волны генерируемого СИ в средний и дальний ИК диапазоны. Так, несмотря на то что лазерная генерация в HgCdTe была продемонстрирована лишь в коротковолновой области среднего инфракрасного диапазона спектра (на длинах волн 2–5 мкм) [9,10], в наших недавних работах в HgCdTe-гетероструктурах было получено СИ на длинах волн 9.5 [11] и 19.5 мкм [12].

Важно отметить, что до настоящего времени СИ в длинноволновой области было получено лишь в импульсном режиме, в то время как для многих приложений спектроскопии в среднем и дальнем ИК диапазонах предпочтительны источники непрерывного лазерного излучения. Для получения СИ в непрерывном режиме необходимо, чтобы исследуемые структуры, с одной стороны, обеспечивали высокий коэффициент усиления в „надпороговом“ режиме работы, а с другой — обладали сравнительно большим временем жизни носителей, необходимым для достижения инверсии населенностей в стационарном режиме.

В статье [13] было проведено исследование времен жизни неравновесных носителей в HgCdTe-гетероструктурах, аналогичных исследованным в данной работе, и измерено характерное время кинетики фотолуминесценции (ФЛ), составившее 5 мкс. Кроме того, было показано, что основным рекомбинационным процессом, определяющим время жизни носителей, является излучательная рекомбинация. Эти результаты говорят о том, что структуры HgCdTe с КЯ позволяют достичь инверсии населенностей и получить СИ при непрерывном оптическом возбуждении. Цель исследований настоящей работы — экспериментальная проверка данного предположения. Для этого были выращены две волноводные HgCdTe-структуры, первая из которых спроектирована на длину генерации СИ, близкую к длине генерации СИ структуры, исследованной в работе [11], в то время как вторая рассчитана на большую длину волны генерации, ~ 14 мкм.

2. Методика эксперимента

Обе исследованные структуры были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на полуизолирующей GaAs(013) подложке с буферами из ZnTe и CdTe с *in situ* эллипсометрическим контролем состава и толщины слоев. *Ex situ* характеристика структур проводилась при помощи измерений спектров межзонной фотопроводимости и ФЛ в широком температурном диапазоне, из которых извлекалась температурная зависимость ширины запрещенной зоны в КЯ. Ширина КЯ и содержание Cd в ней определялись путем сравнения этой зависимости с результатами расчетов в рамках

модели Кейна 8×8 , аналогично работе [14]. Структура 1 содержала 5 КЯ $\text{Hg}_{0.892}\text{Cd}_{0.108}\text{Te}/\text{Cd}_{0.63}\text{Hg}_{0.37}\text{Te}$ толщиной 6.1 нм (что соответствует ширине запрещенной зоны 120 мэВ при $T = 0$), в то время как структура 2 содержала 5 КЯ $\text{Hg}_{0.895}\text{Cd}_{0.105}\text{Te}/\text{Cd}_{0.66}\text{Hg}_{0.34}\text{Te}$ толщиной 7.4 нм (что соответствует ширине запрещенной зоны 88 мэВ при $T = 0$). Структуры не были преднамеренно легированы; остаточная концентрация носителей *p*-типа, полученная на основе холловских измерений, составляет $\sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$, а типичная плотность дислокаций — 10^6 см^{-2} . Как видно из рис. 1, дизайн структур был ориентирован на эффективную локализацию света в окрестности КЯ, для чего массив КЯ был выращен внутри толстых (порядка нескольких микрон) волноводных слоев.

Измерения спектров ФЛ и СИ проводились в оптическом гелиевом криостате замкнутого цикла DE-202 „Advanced Research Systems, Inc.“ с возможностью регулировки температуры в диапазоне 8–300 К, оптически сопряженном с фурье-спектрометром Bruker Vertex 80v, работавшим в режиме пошагового сканирования. Излучение собиралось с торца образца, поскольку та-

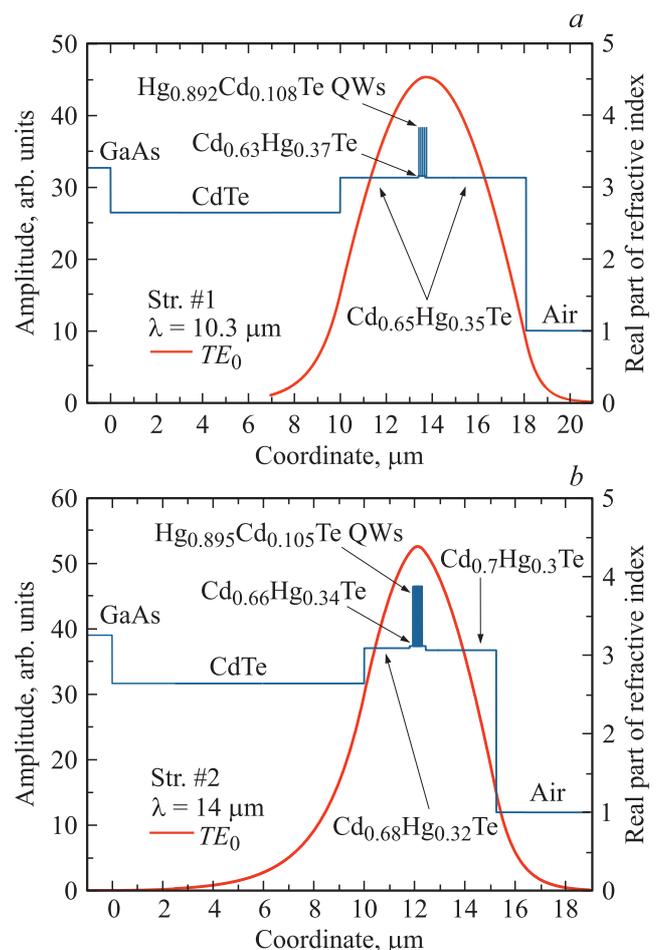


Рис. 1. Пространственное распределение действительной части показателя преломления (синий) и локализация TE_0 моды (красный) для (a) структуры 1, $\lambda = 10.3 \mu\text{м}$ и (b) структуры 2, $\lambda = 14 \mu\text{м}$.

кая геометрия эксперимента оптимальна для наблюдения стимулированного излучения, распространяющегося преимущественно вдоль плоскости КЯ. Исследуемые образцы типичного размера 6×6 мм выкальвывались из выращенной структуры диаметром 3 дюйма. Из-за специфического направления роста [013] естественно сколотые грани не образуют резонатора Фабри–Перо, таким образом, в данной работе исследовалось СИ, возникающее при однопроходовом усилении. В качестве источника оптического возбуждения структур использовался титан-сапфировый лазер „Tsunami“ (квазинепрерывный режим работы, диапазон перестройки 730–900 нм, средняя мощность до 1.1 Вт, диаметр пятна 8 мм). Возбуждающее излучение во всех случаях полностью покрывало поверхность образца. Рассеянное излучение накачки отрезалось при помощи фильтра из InAs, который ограничивал чувствительность установки диапазоном $450\text{--}2700\text{ см}^{-1}$. В качестве детектора использовался HgCdTe-приемник Kolmar Technologies D317.

3. Обсуждение результатов

На рис. 2 приведены спектры излучения структуры 1, полученные при 8 К и различных интенсивностях оптического возбуждения. При слабой накачке в структуре наблюдается спонтанная ФЛ с полушириной, лежащей в диапазоне 4–5 мэВ. Однако, как видно из рисунка, уже при плотности мощности возбуждения, равной 2 Вт/см^2 , в структуре 1 наблюдается СИ. Для сравнения, пороговая интенсивность накачки для структуры из работы [11] с близкой энергией межзонных переходов (~ 120 мэВ) составляла 120 Вт/см^2 при импульсной накачке на длине волны 2.3 мкм. Контроль перехода от спонтанного излучения к стимулированному осуществлялся по характерным признакам: сверхлинейному росту сигнала с ростом накачки и сужению спектра от 4 до 0.37 мэВ (ширина

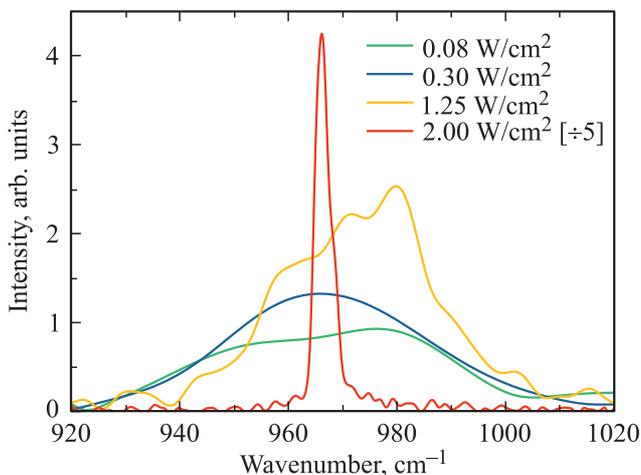


Рис. 2. Спектры излучения структуры 1 в непрерывном режиме при $T = 8$ К и различных интенсивностях оптического возбуждения на длине волны 900 нм.

спектра спонтанного излучения при 8 К не может быть < 0.5 мэВ).

На первый взгляд, наблюдаемое понижение порога на 2 порядка определяется различными механизмами поглощения излучения накачки. В то время как непрерывное оптическое возбуждение на длине волны 900 нм практически полностью поглощается в приповерхностном волноводном слое, импульсное возбуждение на длине волны 2.3 мкм имеет энергию кванта меньше E_g в барьерных слоях и поэтому поглощается только в массиве КЯ. Таким образом, коэффициент поглощения более длинноволнового импульсного излучения составляет единицы процентов, что значительно повышает пороговую интенсивность генерации СИ. Тем не менее разница в одном лишь коэффициенте поглощения излучения накачки не может полностью объяснить наблюдаемые результаты. Так, в ходе наших экспериментов не удалось получить непрерывное СИ в структуре с КЯ из чистого HgTe, исследованной в работе [9]. Мы связываем этот результат с большим разбросом энергетических уровней в КЯ в структурах с нулевым содержанием Cd в КЯ. Такой вывод подтверждается исследованиями спектров ФЛ из структур с различными КЯ. Действительно, полуширина спектра ФЛ структуры из работы [11], имеющей в активной области КЯ из чистого HgTe толщиной 3.2 нм, при низких интенсивностях накачки достигает 37 мэВ, что более чем в 5 раз превосходит полуширину линии ФЛ структуры 1.

Наиболее вероятным механизмом уширения спектра ФЛ являются флуктуации толщины КЯ, влияние которых на энергию межзонных переходов резко усиливается с уменьшением толщины ямы. Расчеты показывают, что уменьшение/увеличение толщины КЯ (6.1 нм) в исследованной структуре 1 на толщину одного монослоя (~ 0.6 нм) меняет E_g на величину $+17/-15$ мэВ, в то время как в приведенной структуре с более узкими КЯ из чистого HgTe толщиной 3.2 нм такое же изменение толщины КЯ приводит к разбросу уже в $+51/-39$ мэВ. Таким образом, при одинаковой запрещенной зоне в структурах с чистыми HgTe КЯ сильнее проявляется неоднородное уширение как спектра ФЛ, так и профиля усиления в условиях СИ. Как следствие, при низких мощностях накачки усиление в структуре с чистыми КЯ не превосходит потери, и СИ не наблюдается.

Следует отметить, что ранее в КЯ из чистого HgTe было теоретически предсказано [15] и экспериментально продемонстрировано [16] увеличение пороговой энергии оже-рекомбинации по сравнению с широкими КЯ, что повышает максимальную температуру генерации СИ. Однако использование HgCdTe КЯ имеет свои преимущества. Полученные результаты демонстрируют, что в КЯ с добавлением Cd неоднородное уширение уровней размерного квантования КЯ, обусловленное шероховатостью гетерограниц, подавляется за счет большей толщины ямы. Это позволяет выращивать массивы более однородных по своим параметрам КЯ и тем самым понижать пороговую интенсивность накачки для генерации СИ.

Таким образом, мы полагаем, что решающее значение для демонстрации СИ в структурах HgCdTe/CdHgTe имеет именно большая однородность параметров КЯ, обусловленная ненулевым содержанием Cd в них.

На рис. 3 представлена температурная зависимость ФЛ структуры 1 при плотности мощности возбуждения 2 Вт/см^2 . Как видно из рисунка, спектр СИ „расплывается“ в спектр спонтанной ФЛ уже при $T = 20 \text{ К}$, поскольку пороговая интенсивность накачки достаточно быстро растет с температурой. В условиях импульсного возбуждения предельная температура СИ ограничена фундаментальными процессами, поскольку максимальная плотность мощности в импульсе лазера накачки на порядки превышает пороговую интенсивность генерации СИ при 8 К , что обеспечивает достаточный запас плотности мощности излучения. В нашем же эксперименте предельная температура СИ определяется максимальной интенсивностью источника возбуждения, так как последняя лишь на десятки процентов превышает пороговое значение при 8 К . Поэтому ожидается, что данная температура может быть поднята за счет использования более мощной накачки и может достигать значений, сопоставимых с импульсным возбуждением в тех же структурах. Дополнительно характеристики СИ могут быть улучшены за счет формирования зеркал и реализации резонатора Фабри–Перо.

Для структуры 2, энергия оптического перехода которой лежит в области 14 мкм , было также проведено исследование спектров ФЛ при 8 К и различных интенсивностях накачки. Результаты исследования приведены на рис. 4. Как можно видеть, при интенсивности возбуждения 1.85 Вт/см^2 спектр содержит однородную линию спонтанной ФЛ с полушириной спектра 3.5 мэВ . В то же время на спектре, полученном при максимальной

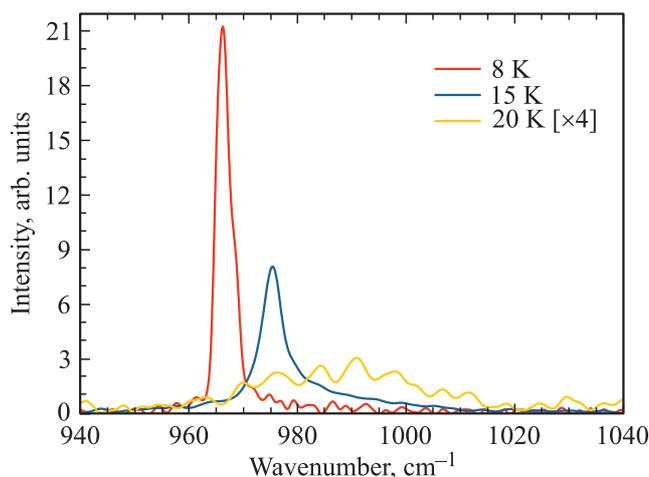


Рис. 3. Эволюция спектров излучения структуры 1 при фиксированной интенсивности 900 нм оптического возбуждения (2 Вт/см^2) и различных температурах. Как показывает рисунок, при температурах $< 20 \text{ К}$ плотности мощности возбуждения достаточно для генерации СИ, но при повышении температуры до 20 К наблюдается лишь спонтанная ФЛ.

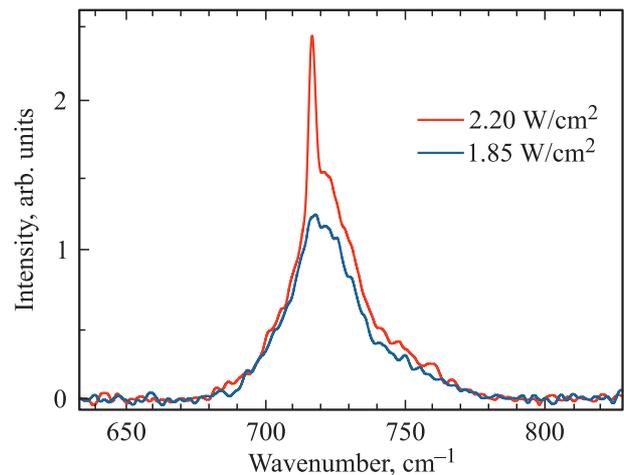


Рис. 4. Спектры ФЛ структуры 2 ($T = 8 \text{ К}$) при различных интенсивностях 900 нм непрерывного оптического возбуждения. Отчетливо видна спектральная особенность, возникающая при возбуждении с интенсивностью 2.2 Вт/см^2 .

достижимой интенсивности оптического возбуждения (2.2 Вт/см^2) возникает спектральная особенность, отсутствующая на первой кривой и лежащая на низкоэнергетическом крыле спектра ФЛ. Данная особенность по своей форме и положению хорошо соответствует начальной стадии возникновения стимулированного процесса.

Стоит отметить, что переход к СИ в эксперименте в обеих структурах имел место только при длине волны возбуждения 900 нм . При уменьшении длины волны генерации лазера накачки до 800 нм в обеих структурах наблюдалась лишь спонтанная ФЛ вплоть до максимальной интенсивности возбуждения. Мы связываем такое поведение с увеличением коэффициента поглощения приповерхностного волноводного слоя CdHgTe и, соответственно, с уменьшением глубины проникновения излучения накачки в структуру, которое снижает максимальную концентрацию неравновесных носителей в КЯ.

4. Заключение

В данной работе впервые в мире продемонстрировано непрерывное стимулированное излучение в узкозонных структурах с КЯ на основе HgCdTe в диапазоне длин волн $10.3\text{--}14 \text{ мкм}$. Показано, что для получения СИ в непрерывном режиме предпочтительными являются структуры, содержащие КЯ из твердого раствора HgCdTe. Этот факт объясняется тем, что использование более широких HgCdTe КЯ позволяет снижать влияние флуктуаций толщины ямы на энергию межзонного перехода в ней по сравнению с более узкими ямами из чистого HgTe с той же E_g . В заключение следует отметить, что ограничения по температуре и длине волны не являются фундаментальными и результаты в дальнейшем могут быть улучшены благодаря использованию более мощной оптической накачки.

Благодарности

В работе использовано оборудование УСУ „Фемтоспектр“ ЦКП ИФМ РАН.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 17-12-01360).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale. *Opt. Express*, **23**, 5167 (2015).
- [2] J.O. Dimmock, I. Melngailis, A.J. Strauss. *Phys. Rev. Lett.*, **16**, 1193 (1966).
- [3] 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. *ФТП*, **52** (11), 1263 (2018).
- [4] V.N. Abakumov, V.I. Perel, I.N. Yassievich. *Nonradiative Recombination in Semiconductors* (Elsevier Science, 1991).
- [5] G. Alymov, V. Vyurkov, V. Ryzhii, A. Satou, D. Svintsov. *Phys. Rev. B*, **97**, 205411 (2018).
- [6] B. Buttner, C.X. Liu, G. Tkachov, E.G. Novik, C. Brune, H. Buhmann, E.M. Hankiewicz, P. Recher, B. Trauzettel, S.C. Zhang, L.W. Molenkamp. *Nature Physics*, **7**, 418 (2011).
- [7] D.N. Talwar, M. Vandevyver. *J. Appl. Phys.*, **56** (6), 1601 (1984).
- [8] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky, Y.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhlitski. *Int. J. Nanotechnology*, **3** (1), 120 (2006).
- [9] J.M. Arias, M. Zandian, R. Zucca, J. Singh. *Semicond. Sci. Technol.*, **8** (1S), S255 (1993).
- [10] Bleuse, J., J. Bonnet-Gamard, G. Mula, N. Magnea, P. Jean-Louis. *J. Cryst. Growth*, **197** (3), 529 (1999).
- [11] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 92104 (2016).
- [12] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, M.A. Fadeev, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 192101 (2017).
- [13] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, K.V. Maremyanin, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **105** (2), 022102 (2014).
- [14] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wróbel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretzky, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, W. Knap. *Phys. Rev. B*, **86**, 205420 (2012).
- [15] В.В. Уточкин, В.Я. Алёшкин, А.А. Дубинов, В.И. Гавриленко, Н.С. Куликов, М.А. Фадеев, В.В. Румянцев, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.В. Морозов. *ФТП*, **53** (9), 1178 (2019).
- [16] M.A. Fadeev, V.V. Romyantsev, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, A.V. Antonov, K.E. Kudryavtsev, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *Opt. Express*, **26**, 12755 (2018).

Редактор Г.А. Оганесян

Continuous-wave stimulated emission in the 10–14 μm range under optical excitation in the HgCdTe/CdHgTe QW structures with quasirelativistic dispersion

V.V. Utochkin¹, V.Ya. Aleshkin¹, A.A. Dubinov¹, V.I. Gavrilenko¹, N.S. Kulikov¹, M.A. Fadeev¹, V.V. Romyantsev¹, N.N. Mikhailov², S.A. Dvoretzky², A.A. Razova¹, S.V. Morozov¹

¹ Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences, 603950 Nizhny Novgorod, GSP-105, Russia

² Rzhanov Institute of Semiconductor Physics, Siberian Branch of Russian Academy of Sciences, 630090 Novosibirsk, Russia

Abstract We report on continuous-wave stimulated emission obtained for the first time in two waveguide heterostructures with Hg_{0.892}Cd_{0.108}Te/Cd_{0.63}Hg_{0.37}Te quantum wells (6.1 nm thickness) as well as Hg_{0.895}Cd_{0.105}Te/Cd_{0.66}Hg_{0.34}Te quantum wells (7.4 nm thickness) at 10.3 μm and 14 μm wavelengths respectively under 900 nm optical excitation ($T = 8$ K). Non-zero Cd content in QWs was demonstrated to suppress influence of QW thickness fluctuations on QW bandgap and to lower threshold intensity of optical excitation for stimulated emission generating.