

# Двухчастотное стимулированное излучение в гетероструктуре Hg(Cd)Te/CdHgTe

© М.А. Фадеев<sup>1</sup>, А.А. Янцер<sup>1,2</sup>, А.А. Дубинов<sup>1,2</sup>, Д.В. Козлов<sup>1,2</sup>, В.В. Румянцев<sup>1,2</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>3</sup>, В.И. Гавриленко<sup>1,2</sup>, С.В. Морозов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603022 Нижний Новгород, Россия

<sup>3</sup> Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук, 630090 Новосибирск, Россия

E-mail: fadeev@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 24 августа 2023 г.

В окончательной редакции 1 сентября 2023 г.

Принята к публикации 1 сентября 2023 г.

Проведены исследования спектров стимулированного излучения волноводной гетероструктуры с квантовыми ямами на основе HgCdTe. В ходе исследований использовалась оптическая накачка на длинах волн 2 и 2.3 мкм, которые в основном поглощаются, соответственно, в барьерах и квантовых ямах. Было установлено, что в обоих случаях оптическая накачка приводит к возникновению стимулированного излучения, с длиной волны, соответствующей энергии основного перехода в квантовых ямах, которая составляет 138 мэВ. При использовании накачки, поглощающейся в барьерах, было обнаружено, что на спектрах возникает коротковолновая линия излучения с энергией 248 мэВ, которая может быть объяснена переходами с участием глубоких донорных уровней. При температуре жидкого азота увеличение интенсивности накачки приводит к появлению узкого пика на фоне коротковолновой линии, и, подбирая параметры накачки, можно достичь двухчастотной генерации на длинах волн 5 и 7 мкм.

**Ключевые слова:** узкозонные полупроводники, HgCdTe, глубокие доноры, стимулированное излучение.

DOI: 10.61011/FTP.2023.06.56468.31k

## 1. Введение

Твердые растворы HgCdTe традиционно используются для создания фотоприемников среднего инфракрасного (ИК) диапазона благодаря возможности непрерывного изменения ширины запрещенной зоны  $E_g$  в этом материале от 1.6 эВ до нуля при изменении состава раствора (см., например, [1]).

В последнее время большой интерес исследователей вызывают гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ)

$Cd_yHg_{1-y}Te/Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$ , которые обладают целым рядом уникальных свойств. Например, если ширина КЯ больше критической ( $d_{crit} \sim 6.3$  нм), то возникает инвертированная зонная структура: дно зоны проводимости сформировано состояниями дырочного типа, а потолок валентной зоны, соответственно, образован состояниями электронного типа [2]. Если же рассматривать более узкие ямы, то их зонная структура будет нормальной, а вблизи нулевого квазиимпульса образуется гиперболический закон дисперсии, что делает КЯ  $Hg_{1-x}Cd_xTe/Cd_yHg_{1-y}Te$  привлекательными для лазеров на межзонных переходах. В связи с этим были проведены исследования по изучению генерации излучения в гетероструктурах с КЯ HgCdTe и барьерами CdHgTe ( $Cd \sim 0.7$ ). При оптической накачке волноводных структур получено стимулированное излучение (СИ) в диапазоне длин волн от 2.5 мкм (при комнатной температуре) до 31 мкм (см., например, [3–6]).

К настоящему моменту наибольшего прогресса в качестве полупроводниковых источников излучения среднего ИК диапазона достигли квантовые каскадные лазеры (ККЛ) и межзонные каскадные лазеры (МКЛ). В диапазоне от 5 до 20 мкм ККЛ демонстрируют рекордные рабочие характеристики по выходной мощности и КПД [7–9]. Однако из-за технологических сложностей роста ККЛ их массовое использование невозможно. Если рассматривать МКЛ, то они представляют собой гибриды ККЛ и классических диодных лазеров. Как источники, наиболее близкие по своему устройству к ККЛ, МКЛ обладают сопоставимыми рабочими характеристиками в коротковолновой области среднего ИК диапазона [10,11] и теми же недостатками, что и ККЛ, а именно относительной сложностью производства, высокой стоимостью и малой возможностью перестройки.

Для лазерных диодов на основе халькогенидов свинца–олова (PbSnSe(Te)) в отличие от ККЛ не требуется рост большого количества КЯ. Как и в твердых растворах HgCdTe, ширину запрещенной зоны этого материала возможно изменять, варьируя состав твердого раствора, а оже-рекомбинация, которая служит основным каналом безызлучательной рекомбинации в межзонных источниках ИК диапазона, подавлена в силу „квасирелятивистского“ закона дисперсии электронов и дырок, что позволило получить излучение с помощью лазеров этого типа во всем диапазоне длин волн от 3 до 46 мкм [12,13]. Лазеры на основе халькогенидов

свинца получили распространение как источник излучения для спектроскопии высокого разрешения, однако из-за высокой остаточной концентрации электрически активных дефектов и сложностей в изготовлении гетеропереходов, данный тип лазеров способен работать лишь при криогенных температурах.

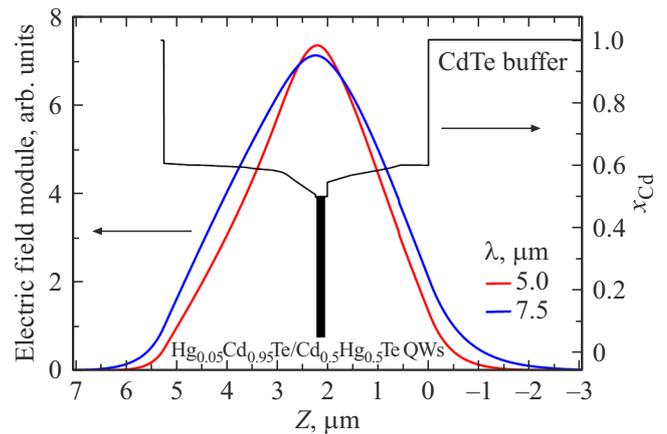
Гетероструктуры HgCdTe могут послужить основой для нового типа полупроводниковых лазеров среднего ИК диапазона благодаря подавлению оже-рекомбинации аналогично лазерам на основе PbSnSe(Te), высокому оптическому качеству гетероструктур и относительной простоте производства по сравнению с каскадными лазерами ввиду меньшего числа КЯ в активной области.

В данной работе исследовано излучение из гетероструктуры  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  с волноведущими слоями переменного состава („варизонными“ слоями) в области 7–10 мкм. Использование таких слоев уменьшает разогрев электронной подсистемы, возникающий при захвате носителей в КЯ, т.е. происходит уменьшение энергии, которую необходимо затратить электрону для термализации в КЯ. Это является важным как для инжекционных лазеров, так и при использовании оптической накачки, которая поглощается в барьерных слоях.

## 2. Методика эксперимента

Для исследования спектров фотолуминесценции и стимулированного излучения использовался ИК спектрометр Bruker Vertex 80v. Исследуемый образец закреплялся на холодном пальце гелиевого криостата замкнутого цикла и размещался в одном из фокусов эллиптического зеркала. Второй фокус был сопряжен с оптической схемой спектрометра. Для оптического возбуждения структуры использовался импульсный параметрический генератор света (ПГС) „Солар“ с длиной импульса  $\sim 10$  нс. Его особенностью является одновременная генерация излучения на двух длинах волн: 2 и 2.3 мкм. С помощью выходной заслонки ПГС можно перекрывать один из пучков либо пропускать обе длины волны. Ослабление излучения производилось с помощью набора оптических фильтров. На входе в спектрометр располагался InAs-фильтр с диапазоном пропускания  $400\text{--}2700\text{ см}^{-1}$ , который поглощал излучение накачки.

Исследуемая структура была выращена методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs(013) в Институте физики полупроводников СО РАН (Новосибирск) [14]. Ростовая схема исследуемого образца показана на рис. 1. Он представляет собой гетероструктуру с пятью 4 нм КЯ  $\text{Cd}_{0.5}\text{Hg}_{0.5}\text{Te}/\text{Hg}_{0.05}\text{Cd}_{0.95}\text{Te}/\text{Cd}_{0.5}\text{Hg}_{0.5}\text{Te}$ , окруженными более широкозонными слоями HgCdTe, необходимыми для реализации волновода. Локализация излучения происходит за счет скачка показателя преломления между волноводными слоями и буфером CdTe с одной стороны и воздухом — с другой. В структуре реализован диэлектрический волновод для излучения на длине волны



**Рис. 1.** Распределение содержания кадмия и электрического поля  $\text{TE}_0$  моды в структуре. За точку начала координат принята граница буфера CdTe и основной части структуры.

$\sim 9$  мкм, однако локализация  $\text{TE}$  моды происходит и на меньших длинах волн. На рис. 1 показан расчет распределения электрического поля в структуре на длинах волн 5 и 7.5 мкм.

Отличиями исследуемой структуры от типичных волноводных гетероструктур на основе HgCdTe [3] являются более высокая температура подложки в ходе роста (7100 усл.ед. по сравнению с типичной температурой 6500 усл.ед.) и переменный состав кадмия в волноводных слоях. Кроме того, в данной структуре барьеры, разделяющие КЯ, содержат всего 50% Cd. С одной стороны, уменьшение содержания кадмия в барьерах приводит к уменьшению пороговой энергии оже-рекомбинации [15] — в исследуемой структуре, согласно расчетам она составляет всего 35 мэВ. В то же время использование узкозонных барьеров является предпочтительным при использовании токовой накачки, поскольку уменьшает энергию носителей, захватываемых в КЯ. В исследуемой структуре ширина запрещенной зоны в барьерах  $\text{Cd}_{0.5}\text{Hg}_{0.5}\text{Te}$  соответствует энергии квантов накачки с длиной волны 2 мкм, поэтому благодаря возможности изменения длины волны излучения ПГС возможна как схема эксперимента, когда неравновесные носители возбуждаются непосредственно в КЯ, так и случай, когда неравновесные носители создаются в барьерах и лишь затем захватываются в КЯ.

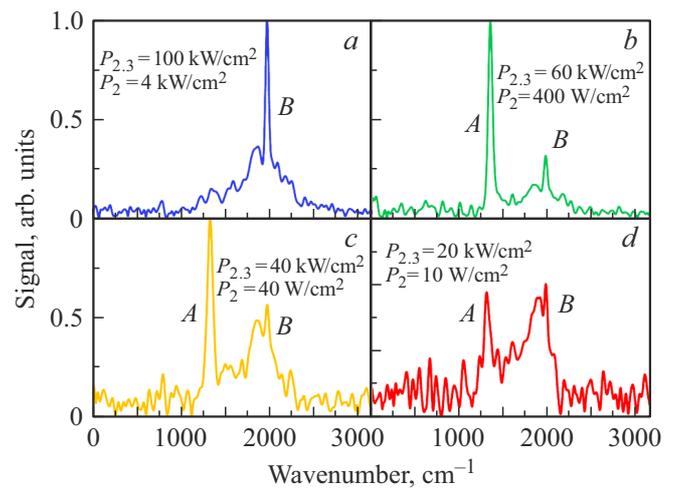
## 3. Результаты и обсуждение

При температуре 20 К, независимо от используемой длины волны ПГС увеличение мощности накачки выше порогового значения приводит к возникновению СИ с длиной волны  $\sim 9$  мкм, которое характеризуется сверхлинейным ростом сигнала и сужением спектра. При полном отсекании излучения с длиной волны 2 мкм, энергия кванта которого больше ширины запрещенной зоны в барьерах, увеличение мощности накачки выше

порога сопровождается монотонным ростом сигнала, а спектры представляют собой одиночные линии. Если накачка с длиной волны 2 мкм не отсекается, то спектры излучения становятся более сложными (рис. 2). При небольшом превышении пороговой мощности мы наблюдаем только СИ на длине волны  $\sim 9$  мкм (линия А), однако с ростом накачки в коротковолновой области спектра ( $1300\text{--}2000\text{ см}^{-1}$ ) появляется широкая полоса излучения (полоса В). Полоса В не может быть объяснена излучательными переходами с участием возбужденных состояний в КЯ, так как рост интенсивности полосы при увеличении мощности накачки сопровождается „гашением“ линии стимулированного излучения межзонного перехода основного состояния в КЯ. Дальнейшее увеличение накачки приводит к разрушению СИ и на спектре наблюдаются только ФЛ.

С ростом температуры спектр излучения смещается в коротковолновую область, а мощность накачки, при которой наблюдается полоса В, уменьшается. При температуре 80 К полоса В присутствует на всех спектрах. По мере увеличения интенсивности накачки на длине волны 2 мкм амплитуда полосы В растет, и на фоне широкого спектра фотолюминесценции выделяется узкая линия СИ. При высоких уровнях накачки излучение в длинноволновой области спектра полностью исчезает, и мы наблюдаем только СИ в окрестности полосы В. Спектры излучения структуры в различных условиях представлены на рис. 3.

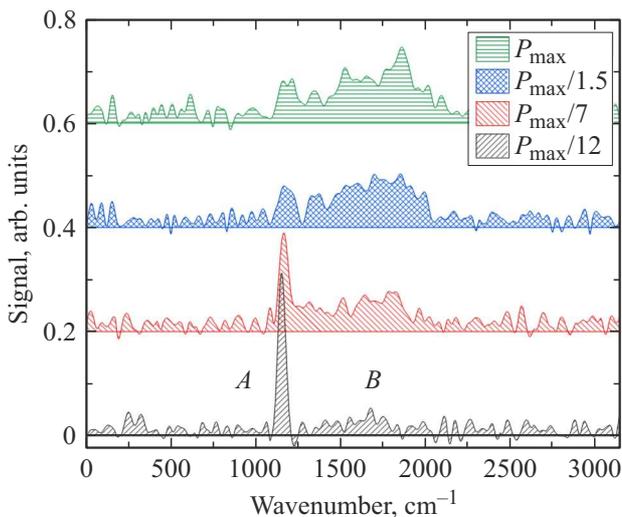
Интересно, что, возбуждая структуру одновременно на длинах волн 2.3 и 2 мкм и подбирая соотношение между их амплитудами, можно управлять соотношением интенсивностей полос А и В. Это позволяет добиться того, что стимулированное излучение возникает на длине волны  $\sim 5$ ,  $\sim 7.5$  мкм или на обеих длинах волн одно-



**Рис. 3.** Спектры излучения исследуемой структуры при температуре 80 К. Панели *a–d* соответствуют разным соотношениям мощностей накачки на длинах волн 2 и 2.3 мкм, которые обозначены как  $P_2$  и  $P_{2.3}$  соответственно. Латинские буквы А и В обозначают положение линий ФЛ/СИ.

временно. При температурах  $> 80$  К наблюдается лишь широкая линия ФЛ, положение которой соответствует полосе В.

Затухание СИ с увеличением интенсивности оптической накачки наблюдалось ранее в гетероструктурах на основе HgCdTe и связывалось с разогревом электронного газа [16], однако узкая линия, лежащая выше энергии основных переходов, наблюдается в подобных экспериментах впервые. Так как высокочастотная полоса проявляется лишь при использовании коротковолновой накачки, которая более эффективно поглощается в барьерах, естественно связать ее с переходами в барьерных слоях. Энергия наблюдаемых переходов при  $T = 20$  К находится в диапазоне  $0.29E_g < \hbar\omega < 0.45E_g$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны барьеров Hg<sub>0.5</sub>Cd<sub>0.5</sub>Te ( $E_g = 564.5$  мэВ) и может быть объяснена участием в рекомбинации глубоких примесных центров. Кроме вакансий ртути, которые являются мелкими акцепторами, практически во всех исследованиях объемных слоев КРТ [17–20] были обнаружены глубокие центры с энергиями  $E_v + 0.4E_g$ ,  $E_v + 0.75E_g$ , где  $E_v$  — энергия потолка валентной зоны. Природа этих центров, которые называют, соответственно,  $D_1$  и  $D_2$ , однозначно не установлена, однако в работе [19] показано, что концентрация центров  $D_1$  пропорциональна концентрации дырок, что позволило связать данный центр с вакансиями катионов. Таким образом, можно предположить, что наблюдаемая полоса ФЛ возникает в результате захвата электронов на глубокие центры  $D_1$  и последующей излучательной рекомбинации с дырками с мелких акцепторных уровней. В этом случае затухание линии А с ростом накачки связано с тем, что большая доля возбужденных в барьерах электрон-дырочных пар рекомбинирует через примесные центры и не дает вклада в излучение из КЯ.



**Рис. 2.** Спектры излучения исследуемой структуры при импульсной оптической накачке с длиной волны 2 мкм при температуре 20 К при разной мощности.  $P_{\max}$  соответствует плотности мощности  $60\text{ кВт/см}^2$ . Буквами А и В обозначены соответственно линия СИ на межзонных переходах и широкая полоса ФЛ, лежащая выше по энергии.

Ранее сообщалось о наблюдении подобных переходов в ходе оптических измерений [20,21]. В работе [20] были зарегистрированы линии ФЛ при 94 К, которые связаны со спонтанными переходами между глубоким донорным уровнем, лежащим практически в центре запрещенной зоны, и валентной зоной. Тем не менее ни в одной из работ не сообщалось о наблюдении СИ, обусловленного переходами с участием глубоких примесей.

#### 4. Заключение

В данной работе проведены исследования спектров излучения волноводной гетероструктуры с КЯ на основе CdHgTe с переменным составом твердого раствора в волноводных слоях. Показано, что СИ возникает в структуре как при использовании накачки, поглощающейся в КЯ, так и в случае, когда накачка поглощается в барьерах. Этот результат может быть полезен при создании источников с токовой накачкой и для улучшения характеристик СИ при оптической накачке.

В ходе исследований, кроме стимулированного излучения, связанного с межзонными излучательными переходами с основного состояния в КЯ, было обнаружено излучение в коротковолновой области спектра. Подбирая параметры эксперимента, мы смогли „переключать“ длину волны СИ с 5 до 7.5 мкм и одновременно наблюдать две линии. Данный эффект может быть полезен для более быстрого, чем с помощью температуры, изменения длины волны лазеров на основе HgCdTe.

#### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 22-12-00298).

#### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

#### Список литературы

- [1] A. Rogalski. Rep. Progr. Phys., **68** (10), 2267 (2005).
- [2] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.C. Zhang. Science, **314** (5806), 1757 (2006).
- [3] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, M.S. Zholudev, A.A. Dubinov, V.Y. Aleshkin, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, V.I. Gavrilenko, F. Teppe. ACS Photonics, **8** (12), 3526 (2021).
- [4] 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. Dvoretzkii, V.I. Gavrilenko. Appl. Phys. Lett., **111** (19), 192101 (2017).
- [5] K.E. Kudryavtsev, V.V. Romyantsev, V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, N.N. Mikhailov, G. Alymov, D. Svintsov, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. Appl. Phys. Lett., **117** (8), 083103 (2020).
- [6] M.A. Fadeev, A.O. Troshkin, A.A. Dubinov, V.V. Utochkin, A.A. Razova, V.V. Romyantsev, V.Y. Aleshkin, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, S.V. Morozov. Opt. Eng., **60** (08), 1 (2020).
- [7] A.M. Kadykov, F. Teppe, C. Consejo, L. Viti, M.S. Vitiello, S.S. Krishtopenko, S. Ruffenach, S.V. Morozov, M. Marcinkiewicz, W. Desrat, N. Dyakonova, W. Knap, V.I. Gavrilenko, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii. Appl. Phys. Lett., **107** (15), 152101 (2015).
- [8] Y. Yao, A.J. Hoffman, C.F. Gmachl. Nat. Photonics, **6** (7), 432 (2012).
- [9] Y. Bai, N. Bandyopadhyay, S. Tsao, S. Slivken, M. Razeghi. Appl. Phys. Lett., **98** (18), 181102 (2011).
- [10] I. Vurgaftman, W.W. Bewley, C.L. Canedy, C.S. Kim, M. Kim, C.D. Merritt, J. Abell, J.R. Lindle, J.R. Meyer. Nat. Commun., **2** (1), 585 (2011).
- [11] R.Q. Yang, J.L. Bradshaw, J.D. Bruno, J.T. Pham, D.E. Wortman. IEEE J. Quant. Electron., **37** (2), 282 (2001).
- [12] J.O. Dimmock, I. Melngailis, A.J. Strauss. Phys. Rev. Lett., **16** (26), 1193 (1966).
- [13] L. Kurbatov, A. Britov, S. Karavaev, S. Sivachenko, S. Maksimovskii, I. Ovchinnikov, M. Rzaev, P. Starik. Sov. J. Exp. Theor. Phys. Lett., **37**, 422 (1983).
- [14] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzkii, Y.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhliiski. Int. J. Nanotechnol., **3** (1), 120 (2006).
- [15] M.A. Fadeev, A.A. Дубинов, В.Я. Алешкин, В.В. Румянцев, В.В. Уточкин, В.И. Гавриленко, Ф. Теппе, Х.-В.Х.-В. Хюберс, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Ф. Теппе, Х.-В.Х.-В. Хюберс, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, Ф. Теппе, Х.-В.Х.-В. Хюберс, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.В. Морозов. Квант. электрон., **49** (6), 556 (2019).
- [16] K.E. Kudryavtsev, V.V. Romyantsev, V.V. Utochkin, M.A. Fadeev, V.Y. Aleshkin, A.A. Dubinov, M.S. Zholudev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, V.G. Remesnik, F. Teppe, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. J. Appl. Phys., **130** (21), (2021).
- [17] C.W. Myles, P.F. Williams, R.A. Chapman, E.G. Bylander. J. Appl. Phys., **57** (12), 5279 (1985).
- [18] J. Shao, L. Chen, W. Lu, X. Lü, L. Zhu, S. Guo, L. He, J. Chu. Appl. Phys. Lett., **96** (12), 1 (2010).
- [19] K. Lischka. Phys. Status Solidi, **133** (1), 17 (1986).
- [20] D.L. Polla, R.L. Aggarwal. Appl. Phys. Lett., **44** (8), 775 (1984).
- [21] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, K.V. Maremyanin, K.E. Kudryavtsev, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, V.I. Gavrilenko. Appl. Phys. Lett., **105** (2), 22102 (2014).

Редактор А.Н. Смирнов

## Two-frequency stimulated emission in Hg(Cd)Te/CdHgTe heterostructure

*M.A. Fadeev<sup>1</sup>, A.A. Yantser<sup>1,2</sup>, A.A. Dubinov<sup>1,2</sup>,  
D.V. Kozlov<sup>1,2</sup>, V.V. Romyantsev<sup>1,2</sup>, N.N. Mikhailov<sup>3</sup>,  
V.I. Gavrilenko<sup>1,2</sup>, S.V. Morozov<sup>1,2</sup>*

<sup>1</sup> Institute for Physics of Microstructures  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup> National Research Lobachevsky  
State University of Nizhny Novgorod,  
603022 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>3</sup> Institute for Semiconductor Physics,  
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,  
630090 Novosibirsk, Russia

**Abstract** Stimulated emission spectra of a waveguide heterostructure with quantum wells based on HgCdTe have been studied. During the studies, optical pumping was used at wavelengths of 2 and 2.3  $\mu\text{m}$ , which are mainly absorbed in barriers and quantum wells, respectively. It was found that in both cases optical pumping leads to stimulated emission, with a wavelength corresponding to the energy of the fundamental transition in quantum wells, it being 138 meV. With pumping absorbed in barriers, it was found that a short-wavelength emission line with an energy of 248 meV appeared on the spectra, which can be attributed to transitions involving deep donor levels. At liquid nitrogen temperature, increasing the pumping intensity leads to the appearance of a narrow peak in the short-wave line and, by selecting the pumping parameters, two-frequency generation at 5 and 7  $\mu\text{m}$  wavelengths can be achieved.