

# Снижение порога генерации с помощью легирования в лазерах среднего инфракрасного диапазона на основе HgCdTe с квантовыми ямами HgTe

© А.А. Дубинов, В.Я. Алешкин, С.В. Морозов

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
E-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

(Получена 30 января 2018 г. Принята к печати 20 февраля 2018 г.)

Предложена и проанализирована возможность значительного снижения порога межзонной генерации в лазерных структурах среднего инфракрасного диапазона на основе HgCdTe с квантовыми ямами HgTe с помощью легирования донорами путем введения  $\delta$ -слоев, расположенных вблизи квантовых ям. Показано, что при оптимальной поверхностной концентрации доноров в  $\delta$ -слое  $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  и рабочей температуре  $> 40 \text{ К}$  возможно снижение порога лазерной генерации на длине волны 20 мкм более чем в 2 раза.

DOI: 10.21883/FTR.2018.09.46159.8833

## 1. Введение

В настоящее время для различных применений требуются полупроводниковые лазеры, излучающие в среднем и дальнем инфракрасном (ИК) диапазоне длин волн. На сегодняшний день наиболее продвинутыми в этом диапазоне частот являются квантовые каскадные лазеры (ККЛ) на основе GaAs и InP [1]. Однако чрезвычайно сложная зонная схема каскадных структур, высокие требования по контролю параметров затрудняют их воспроизводимость. Кроме того, длина волны излучения в ККЛ сложно поддается перестройке.

Альтернативу ККЛ могут составить межзонные лазеры на основе полупроводников с узкой запрещенной зоной. Тройные полупроводниковые соединения, содержащие тяжелые элементы, в частности HgCdTe, имеют ширину прямой запрещенной зоны, покрывающую широкий спектральный диапазон 0–1.6 эВ. Это дает возможность для наблюдения стимулированного излучения среднего ИК диапазона на межзонных оптических переходах при неравновесной накачке в таких полупроводниках. Недавние исследования оптических свойств волноводных структур HgCdTe с квантовыми ямами (КЯ) HgTe, которые выращиваются при низких температурах методом молекулярно-лучевой эпитаксии [2–4], выявили значительное повышение качества таких структур по сравнению с предшествующими, что позволило обнаружить стимулированное излучение (СИ) в среднем ИК диапазоне длин волн (вплоть до  $\lambda \approx 20 \text{ мкм}$ ) [5–9]. Однако пороговая интенсивность накачки для возбуждения наиболее длинноволнового СИ была довольно велика, что сказалось и на максимальной температуре ( $T^* = 45 \text{ К}$ ), при которой наблюдалось СИ. Одной из причин этого является существенная оже-рекомбинация в узкозонных КЯ HgTe.

В настоящей работе мы предлагаем и анализируем возможность значительного снижения порога генера-

ции за счет выключения одной из возможных схем оже-рекомбинации с помощью легирования донорами за счет  $\delta$ -слоев, расположенных вблизи КЯ.

## 2. Модель

Оценку для пороговой плотности тока в лазере на основе HgCdTe с квантовыми ямами HgTe, используя подход, развитый в работе [10] для лазера с объемной активной областью, можно получить из следующего выражения:

$$j_{\text{th}} = qD(C_n \hat{n}^2 \hat{p} + C_p \hat{p}^2 \hat{n} + R_d + B \hat{n} \hat{p}), \quad (1)$$

где  $q$  — заряд электрона,  $D$  — толщина волновода,  $C_n$  и  $C_p$  — коэффициенты оже-рекомбинации,  $R_d = (\hat{n} + \hat{p})/\tau$  и  $\tau$  — скорость и время безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла,  $B$  — коэффициент излучательной рекомбинации,  $\hat{n}$  и  $\hat{p}$  — пороговые неравновесные объемные концентрации электронов и дырок соответственно. Для того чтобы перейти к случаю активной области, необходимо ввести поверхностные концентрации электронов и дырок, соответственно  $n = Qd\hat{n}$  и  $p = Qd\hat{p}$ , где  $Q$  и  $d$  — число квантовых ям и их толщина. Для аналогичного лазера с оптической накачкой непосредственно в КЯ можно ввести связь между пороговой интенсивностью излучения оптической накачки ( $I_{\text{th}}$ ) и пороговой плотностью тока ( $j_{\text{th}}$ ) [11]:

$$I_{\text{th}} = \frac{W}{\eta q} j_{\text{th}}, \quad (2)$$

где  $W$  — энергия кванта излучения оптической накачки,  $\eta$  — доля излучения оптической накачки, поглощенная в КЯ.

Для нахождения пороговых значений концентраций электронов и дырок можно использовать выражение для

порога генерации лазера:  $g(n, p) = \alpha$ , где  $g(n, p)$  — модовый коэффициент усиления активной среды с учетом внутренних потерь, а  $\alpha$  — коэффициент потерь на выход излучения из лазера. Коэффициент  $g(n, p)$  в случае, когда генерация излучения происходит на длине волны, соответствующей ширине запрещенной зоны  $E_g$ , определяется следующей формулой:

$$g(n, p) = A(f_n - f_p), \quad (3)$$

где  $A = 40 \text{ см}^{-1}$  (расчетное значение, полученное в работе [12] для лазерной структуры, аналогичной структуре, в которой наблюдалось стимулированное излучение с  $\lambda \approx 20 \text{ мкм}$  [8]),

$$f_n = \frac{1}{1 + \exp\{(E_g - E_F^n)/k_B T\}},$$

$$f_p = \frac{1}{1 + \exp\{-E_F^p/k_B T\}}$$

— функции распределения электронов и дырок для  $\lambda = 2\pi\hbar c/E_g$ ,  $c$  — скорость света в вакууме,  $T$  — температура,  $k_B$  и  $\hbar$  — постоянные Больцмана и Планка соответственно. Неравновесные квазиуровни Ферми для электронов ( $E_F^n$ ) и дырок ( $E_F^p$ ) в зависимости от концентраций полностью ионизированной донорной примеси ( $N$ ) в  $\delta$ -слоях и инжектируемых носителей ( $n$  и  $p$ ) можно найти из следующих выражений в приближении чисто двумерного случая и параболических зон:

$$E_F^n = E_g + k_B T \ln \left[ \exp \left\{ \frac{\pi\hbar^2(n+N)}{k_B T m_n} \right\} - 1 \right], \quad (4)$$

$$E_F^p = -k_B T \ln \left[ \exp \left\{ \frac{\pi\hbar^2 p}{k_B T m_p} \right\} - 1 \right], \quad (5)$$

где  $m_n$  и  $m_p$  — массы плотности состояний электронов и дырок соответственно. Для достаточно узкозонных КЯ HgTe можно считать, что массы электронов и дырок в основных состояниях одинаковы:  $m = m_n \approx m_p$  [8,12]. В приближении  $n = p$ , учитывая формулы (3)–(5), можно записать для пороговой концентрации неравновесных носителей следующее выражение ( $A > \alpha$ ):

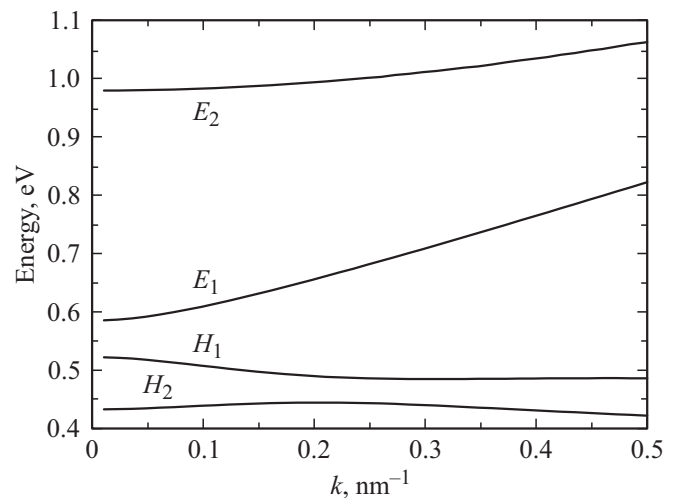
$$n = \frac{1}{P} \ln \left[ \frac{1 + \exp(-PN)}{1 - \alpha/A} \right], \quad (6)$$

где  $P = \pi\hbar^2/mk_B T$ . Подставляя выражение (6) в формулы (1) и (2), можно найти соответственно значения пороговых плотности тока и интенсивности накачки в лазере.

Основным процессом в условиях интенсивной накачки при межзонной рекомбинации электрона и дырки в узкозонных полупроводниках является безызлучательная оже-рекомбинация. Известно, что причина увеличения скорости оже-рекомбинации лежит в увеличении разницы между эффективными массами электронов и дырок. Чем больше такая разница, тем ниже энергетический порог оже-рекомбинации. В конечном счете при очень

большой разнице масс электронов и дырок результатом является практически беспороговый оже-процесс, когда при любой концентрации неравновесных носителей межзонная рекомбинация беспороговым образом происходит через безызлучательную оже-рекомбинацию. Обратно, в структурах с симметричным законом дисперсии порог оже-рекомбинации максимальный. Таким образом, даже в материале с очень малой щелью определенная симметрия законов дисперсии носителей позволяет подавить оже-рекомбинацию, которая является одним из важнейших факторов, ограничивающих возможность получения инверсии населенностей. Так, при симметричном дираковском законе дисперсии (с ненулевой массой носителей) оже-рекомбинация полностью запрещена в силу невозможности выполнения законов сохранения энергии и импульса при оже-процессе. В КЯ HgTe/HgCdTe можно обеспечить аналогичную симметрию, причем подбор ширины КЯ позволяет добиться конечной энергетической щели, но в то же время сохранить симметричный закон дисперсии. Узкозонные КЯ HgTe обладают квази-дираковским, т.е. гиперболическим и симметричным, законом дисперсии для основных состояний электронов и дырок, по крайней мере в окрестности  $k = 0$ . Как было показано в [8,9], это может существенно подавить оже-рекомбинацию между этими состояниями. Однако при продвижении генерации СИ в более длинные волны необходимо большее усиление для преодоления потерь Друде, которые увеличиваются квадратично с длиной волны. Это приводит к увеличению необходимой концентрации носителей и изменению функции распределения их в подзонах размерного квантования.

Если разность в энергиях первой и второй подзон электронов может в несколько раз превышать разность в энергиях первых подзон электронов и дырок (шири-



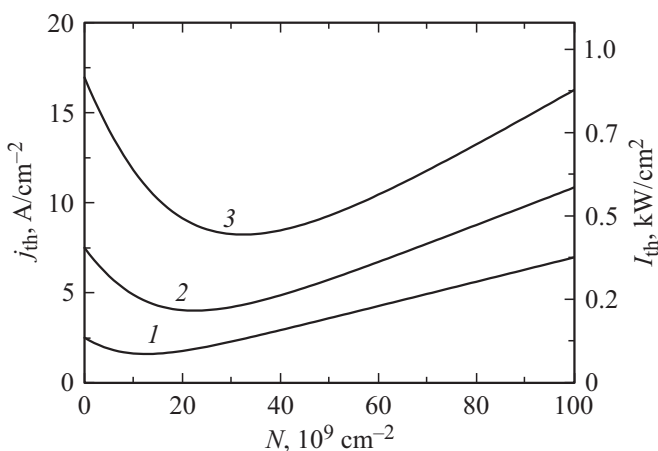
**Рис. 1.** Электронный спектр КЯ HgTe толщиной 4,6 нм, заключенной в барьеры  $\text{Hg}_{0,3}\text{Cd}_{0,7}\text{Te}$  (013), при  $T = 20 \text{ К}$ . Волновой вектор направлен по направлению [100].  $E_1$  и  $E_2$  — 1-я и 2-я электронные подзоны соответственно;  $H_1$  и  $H_2$  — 1-я и 2-я дырочные подзоны соответственно.

на запрещенной зоны в КЯ), то разность в энергиях первой и второй подзон дырок сопоставима с шириной запрещенной зоны. Кроме того, при больших значениях квазиимпульса закон дисперсии дырок перестает быть квази-дираковским. Это иллюстрирует рис. 1, на котором представлен электронный спектр КЯ HgTe толщиной 4.6 нм, заключенной в барьеры Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te (013), при  $T = 20$  К. Волновой вектор на рисунке направлен по [100]. Для расчета электронного спектра использовалась модель Кейна  $8 \times 8$  [13].

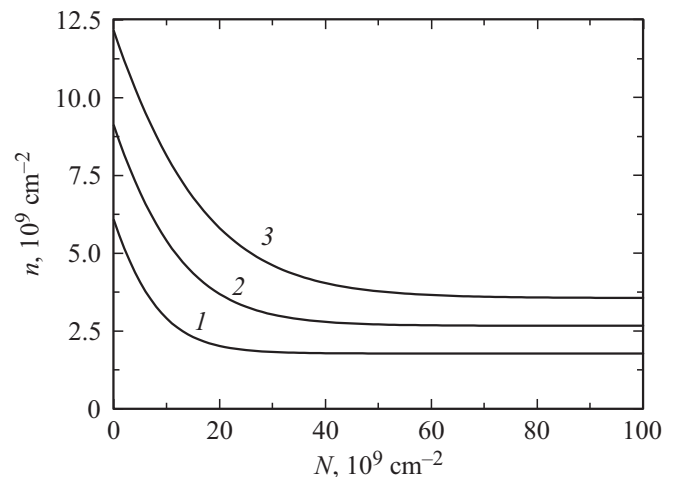
Все это приводит к тому, что оже-процесс с участием 2 дырок и электрона становится намного более вероятным, чем оже-процесс с участием 2 электронов и дырки, т.е.  $C_n \ll C_p$ . Для дальнейших расчетов будет использовано приближение  $C_n = 0$ . Отсюда следует, что для уменьшения порога генерации СИ необходимо уменьшать концентрацию неравновесных дырок. Условие инверсии населенности — разность квазиэнергий Ферми неравновесных электронов и дырок должна превышать ширину запрещенной зоны — можно обеспечить с помощью легирования донорами путем введения  $\delta$ -слоев, расположенных вблизи КЯ. При этом увеличение поглощения Друде будет минимальным, а уровень Ферми окажется в зоне проводимости КЯ HgTe, и для выполнения условия инверсии населенности достаточно будет значительно меньшей концентрации неравновесных инжектируемых электронов и дырок.

### 3. Результаты расчета

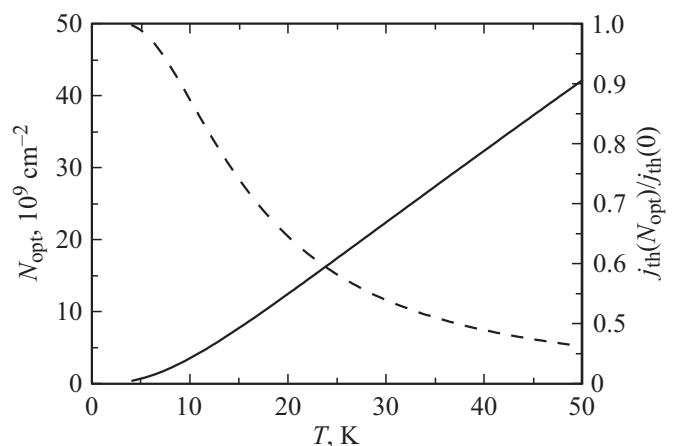
На рис. 2 приведена зависимость пороговых плотностей тока и соответствующей ей согласно формуле (2) интенсивности накачки с энергией фотона 0.54 эВ ( $\lambda = 2.3$  мкм),  $\eta \approx 0.01$  [11] от концентрации легирующей примеси в лазере на основе Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te с квантовыми ямами HgTe толщиной  $d = 4.6$  нм,  $Q = 5$ ,



**Рис. 2.** Зависимости пороговых плотности тока ( $j_{th}$ ) и интенсивности накачки ( $I_{th}$ ) с  $\lambda = 2.3$  мкм от концентрации легирующей примеси в лазере на основе Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te с квантовыми ямами HgTe толщиной  $d = 4.6$  нм,  $Q = 5$ , для трех значений температуры  $T$ , К: 1 — 20, 2 — 30, 3 — 40.



**Рис. 3.** Зависимости пороговой концентрации инжектированных электронов от концентрации легирующей примеси в лазере на основе Hg<sub>0.3</sub>Cd<sub>0.7</sub>Te с квантовыми ямами HgTe толщиной  $d = 4.6$  нм,  $Q = 5$ , для трех значений температуры  $T$ , К: 1 — 20, 2 — 30, 3 — 40.



**Рис. 4.** Зависимости  $N_{opt}$  (сплошная кривая) и отношения плотностей порогового тока для  $N = N_{opt}$  и  $N = 0$  (штриховая кривая) от температуры.

для трех значений температуры. Так как в литературе практически отсутствуют значения параметров для оже- и излучательной рекомбинации в узкозонных КЯ HgTe, для оценки были использованы параметры для объемных растворов HgCdTe с той же шириной запрещенной зоны:  $C_p = 1.25 \cdot 10^{-24}$  см<sup>6</sup>/с и  $B = 1.5 \cdot 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/с [14]. Время безызлучательной рекомбинации Шокли–Рида–Холла для узкозонных КЯ HgTe было определено из экспериментальных данных [15]:  $\tau = 1$  мкс, а масса  $m = 0.016m_0$  ( $m_0$  — масса свободного электрона) определена из аппроксимации электронного спектра на рис. 1. Характерный коэффициент потерь на выход излучения из лазера длиной 1 мм:  $\alpha = 10$  см<sup>-1</sup> при  $\lambda \approx 20$  мкм для  $T = 20$  К,  $D = 5$  мкм.

Как видно из рисунка, для всех температур существует оптимальное значение концентрации полностью

ионизированной донорной примеси  $N = N_{\text{opt}}$  в  $\delta$ -слоях, при котором пороговые плотность тока и интенсивность накачки минимальны. Из рис. 3 видно существенное (в  $\sim 3$  раза) снижение пороговых концентраций инжектируемых носителей с ростом  $N$ . При этом значение  $N_{\text{opt}}$  практически линейно растет от  $10^9$  до концентрации  $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  с ростом температуры от 4 до 50 К, и происходит снижение порога генерации СИ более чем в 2 раза (см. рис. 4). Следовательно, можно сделать вывод, что создание в лазерных HgCdTe-структурах с КЯ HgTe, легированных донорной примесью  $\delta$ -слоев с оптимальной концентрацией, наиболее выгодно для снижения порога генерации при высоких рабочих температурах.

#### 4. Заключение

Проведенные оценки для лазерной HgCdTe-структуры с КЯ HgTe, аналогичной структуре из работы [8], излучающей на  $\lambda \approx 20 \text{ мкм}$ , показали, что при добавлении в структуру  $\delta$ -слоев с поверхностной концентрацией доноров  $4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$  возможно снижение порога генерации СИ более чем в 2 раза, а следовательно, возможно увеличение максимальной температуры, при которой наблюдается СИ.

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

#### Список литературы

- [1] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale. *Opt. Express*, **23** (4), 5167 (2015).
- [2] V.S. Varavin, V.V. Vasiliev, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, V.N. Ovsyuk, Y.G. Sidorov, A.O. Suslyakov, M.V. Yakushev, A.L. Aseev. *Proc. SPIE*, **5136**, 381 (2003).
- [3] S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. *J. Electron. Mater.*, **39** (7), 918 (2010).
- [4] N.N. Mikhailov, R.N. Smirnov, S.A. Dvoretzky, Yu.G. Sidorov, V.A. Shvets, E.V. Spesivtsev, S.V. Rykhliiski. *Int. J. Nanotechnol.*, **3** (1), 120 (2006).
- [5] S.V. Morozov, V.V. Romyantsev, A.A. Dubinov, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, K.E. Kudryavtsev, D.I. Kuritsin, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **107**, 042105 (2015).
- [6] 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**, 092104 (2016).
- [7] В.В. Румянцев, М.А. Фадеев, С.В. Морозов, А.А. Дубинов, К.Е. Кудрявцев, А.М. Кадыков, И.В. Тузов, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.И. Гавриленко, Ф. Терре. *ФТП*, **50** (12), 1679 (2016).
- [8] 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).
- [9] В.В. Румянцев, А.М. Кадыков, М.А. Фадеев, А.А. Дубинов, В.В. Уточкин, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, С.В. Морозов, В.И. Гавриленко. *ФТП*, **51** (12), 1616 (2017).
- [10] А.А. Дубинов. *ФТП*, **50** (11), 1469 (2016).
- [11] С.В. Морозов, М.С. Жолудев, А.В. Антонов, В.В. Румянцев, В.И. Гавриленко, В.Я. Алешкин, А.А. Дубинов, Н.Н. Михайлов, С.А. Дворецкий, О. Drachenko, S. Winnerl, H. Schneider, M. Helm. *ФТП*, **46** (11), 1388 (2012).
- [12] A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin. *Int. J. High Speed Electron. Syst.*, **25**, 1640018 (2016).
- [13] M. Zholudev, F. Teppe, M. Orlita, C. Consejo, J. Torres, N. Dyakonova, M. Czapkiewicz, J. Wrobel, G. Grabecki, N. Mikhailov, S. Dvoretzky, A. Ikonnikov, K. Spirin, V. Aleshkin, V. Gavrilenko, W. Knap. *Phys. Rev. B*, **86** (20), 205420 (2012).
- [14] E. Bellotti, D. D'Orsogna. *IEEE J. Quant. Electron.*, **42** (4), 418 (2006).
- [15] В.В. Румянцев, А.В. Иконников, А.В. Антонов, С.В. Морозов, М.С. Жолудев, К.Е. Спиринов, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов. *ФТП*, **47** (11), 1446 (2013).

*Редактор Л.В. Шаронова*

### Reduction of the generation threshold by doping in mid-infrared lasers based on HgCdTe with HgTe quantum wells

*A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, S.V. Morozov*

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia  
Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,  
603950 Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** The possibility of a significant reduction in the interband generation threshold in mid-IR laser structures based on HgCdTe with HgTe quantum wells is proposed and analyzed. To obtain the result the structures are doped by using  $\delta$ -layers located near the quantum wells. It is shown that at an optimum surface donor concentration in  $\delta$ -layers  $4 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$  and an operating temperature  $> 40 \text{ K}$ , the laser generation threshold at the wavelength of  $20 \text{ }\mu\text{m}$  can be reduced by more than 2 times.