

## Исследования времен жизни и релаксации фотопроводимости в гетероструктурах с квантовыми ямами $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$

© С.В. Морозов<sup>+¶</sup>, М.С. Жолудев<sup>+</sup>, А.В. Антонов<sup>+</sup>, В.В. Румянцев<sup>+</sup>, В.И. Гавриленко<sup>+</sup>,  
В.Я. Алешкин<sup>+</sup>, А.А. Дубинов<sup>+</sup>, Н.Н. Михайлов<sup>\*</sup>, С.А. Дворецкий<sup>\*</sup>,  
О. Drachenko<sup>‡</sup>, S. Winnerl<sup>‡</sup>, H. Schneider<sup>‡</sup>, M. Helm<sup>‡</sup>

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

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

<sup>‡</sup> Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Helmholtz-zentrum Dresden–Rossendorf,  
Dresden, D–01328, Bautzner Landstraße

(Получена 25 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Методом терагерцовой спектроскопии накачка–зондирование (pump–probe) исследовались времена жизни носителей в континууме квантовой ямы гетероструктур  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ . Обнаружено, что длительность релаксации сигнала пропускания составляет  $\sim 65$  пс и не зависит от мощности накачки. Такая быстрая релаксация в данных структурах скорее всего определяется процессами взаимодействия дырок с акустическими фононами вследствие высокой плотности состояний в валентной зоне и большей по сравнению с электронами эффективной массы. По полученным данным определены времена межзонной безызлучательной рекомбинации дырок. В работе представлены результаты численного расчета энергетического спектра модельной структуры, в которой проанализирована возможность получения инверсной населенности при заданных концентрациях неравновесных носителей.

### 1. Введение

На протяжении многих лет одним из перспективных кандидатов для создания приемников терагерцового и субтерагерцового диапазона являлась комбинация материалов  $\text{HgTe}$  и  $\text{CdTe}$  (кадмий–ртуть–теллур, КРТ). Известно, что  $\text{HgTe}$  является бесщелевым полупроводником, в котором в отличие от широко используемых полупроводников зона проводимости и зона тяжелых дырок образованы функциями симметрии  $\Gamma_8$ , при этом следующая дырочная подзона уже образована функциями симметрии  $\Gamma_6$  (говорят, что данный материал обладает инвертированной зонной структурой, или отрицательной шириной запрещенной зоны). Благодаря этому свойству в твердом растворе или гетероструктурах с квантовыми ямами на основе  $\text{HgTe}$  и  $\text{CdTe}$  можно получить произвольную ширину запрещенной зоны от 0 до 1.6 эВ. На сегодняшний день существующие приемники на основе  $\text{CdHgTe}$  хорошо работают в среднем инфракрасном диапазоне (см., например, [1]). Продвижение в область низких частот для них затруднено тем, что флуктуации состава в твердом растворе размывают края зон, снижая чувствительность приемника. Использование гетероструктур  $\text{HgTe}/\text{CdTe}$  позволяет избежать сложностей, связанных с контролем состава, и повысить качество структур за счет отсутствия в них флуктуаций [2].

Молекулярно-лучевая эпитаксия позволяет проводить контролируемое выращивание сверхрешеток и квантовых ям (КЯ)  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  с высокой однородностью и точностью состава и толщины с эллипсометрическим контролем *in situ* [3]. Достигнуто вы-

сокое качество структур  $\text{HgTe}/\text{CdHgTe}$  с двумерным электронным газом, выращенных на подложках  $\text{GaAs}$ , в которых подвижность носителей достигала величин  $(5-6) \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  [4]. С другой стороны, гетероструктуры на основе КРТ с близкой к нулю шириной запрещенной зоны имеют графеноподобный закон дисперсии, т.е. зависимости энергии от квазиимпульса в зоне проводимости и валентной зоне близки к линейной и имеют одинаковый наклон в  $\Gamma$ -точке, а эффективная масса стремится к нулю. Теоретические оценки возможности создания лазеров терагерцового диапазона на основе графена [5,6] и графеноподобный закон дисперсии, который можно получить при подборе параметров гетероструктур  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ , являются основанием для исследования возможности создания терагерцового лазера на основе таких гетероструктур.

Для проектирования лазеров и приемников важно знать не только спектр и транспортные свойства изучаемых объектов, но и времена жизни свободных носителей в заданном энергетическом состоянии, а также темпы рекомбинации электронно-дырочных пар. Из существующих на сегодняшний день методов исследования времен жизни носителей наиболее информативным и точным является оптический метод накачка–зондирование (pump–probe). В основе этого метода лежит эффект модуляции пропускания (или поглощения) в зависимости от времени на определенной энергии кванта за счет управляемой задержки зондируемого излучения относительно излучения накачки. С другой стороны, полное время жизни свободных носителей в зоне можно определить из исследования релаксации межзонной фотопроводимости (ФП) при фотовозбуждении короткими оптическими импульсами.

¶ E-mail: more@ipm.sci-nnov.ru

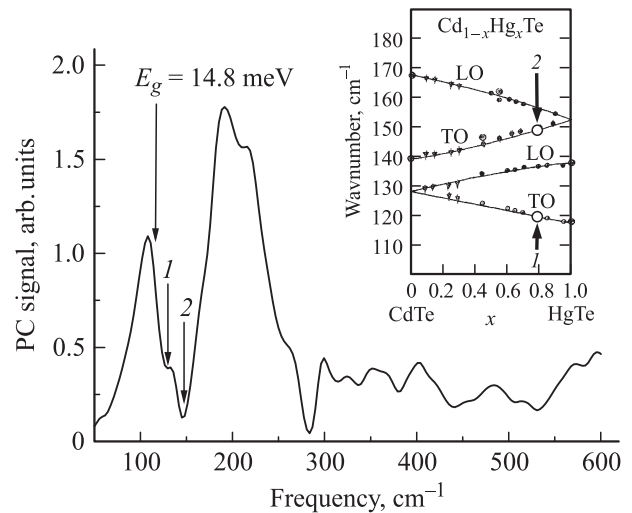
В данной работе методом терагерцовой спектроскопии накачка–зондирование исследовались времена жизни носителей в континууме квантовой ямы гетероструктуры  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$ . Выполнен расчет энергетического спектра модельной структуры, в которой проанализирована возможность усиления терагерцового излучения при заданных концентрациях неравновесных носителей.

## 2. Методика эксперимента

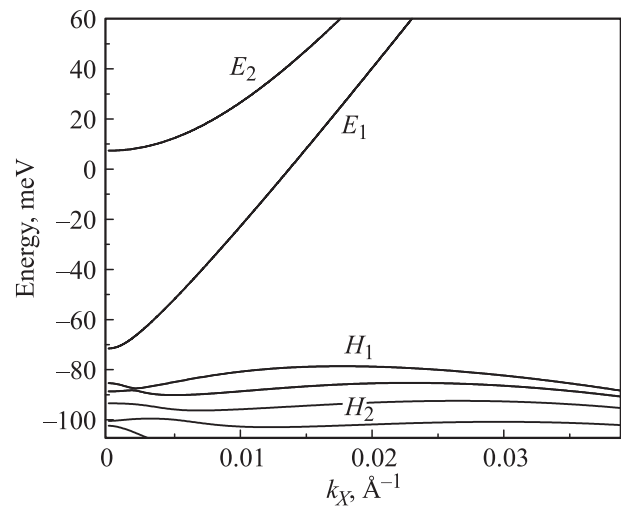
Исследуемый в работе образец № 091225\_1 был выращен методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на полуизолирующей подложке GaAs(013) и релаксированном буферном слое CdTe. Активная часть структуры состояла из нижнего барьера  $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  ( $y \approx 0.6$ ) толщиной  $\sim 30$  нм, квантовой ямы  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$  ( $x = 0.86$ ) шириной 15 нм, аналогичного верхнего барьера  $\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  и покрывающего слоя CdTe толщиной 40 нм. Времена жизни носителей исследовались методом терагерцовой спектроскопии накачка–зондирование с помощью лазера на свободных электронах (длительность импульса излучения 10 пс) для различных длин волн возбуждения [7]. Исследования релаксации ФП проводились прямым методом межзонного фотовозбуждения с использованием импульсного источника излучения, в качестве которого выступал генератор узкополосного излучения на разностной частоте в диапазоне длин волн 11–17 мкм с длительностью импульса 7 нс производства фирмы „СОЛАР“ (Минск, Беларусь).

## 3. Экспериментальные результаты и обсуждение

Предварительно методом фурье-спектроскопии при температуре  $T = 4.2$  К был измерен спектр ФП данной структуры (рис. 1). В спектре видна широкая полоса фотопроводимости от 60 до 300  $\text{cm}^{-1}$ , связанной как с межзонным поглощением в квантовой яме  $\text{Hg}_{0.86}\text{Cd}_{0.14}\text{Te}/\text{Cd}_{0.64}\text{Hg}_{0.36}\text{Te}$ , так и с фотовозбуждением неких центров или ловушек, обнаруженных в таких узкозонных структурах [9]. На фоне широкой полосы ФП хорошо заметны провалы на частотах 120 и 150  $\text{cm}^{-1}$  (рис. 1), которые связаны с поглощением HgTe-подобными и CdTe-подобными поперечными оптическими (ТО) фононами в светочувствительном слое образца [8] (см. вставку на рис. 1). Согласно проведенным расчетам с использованием гамильтониана Кейна  $8 \cdot 8$  [10] зонной структуры (рис. 2), ширина запрещенной зоны  $E_g$  в точке  $k = 0$  равна 14 мэВ, что соответствует длине волны 88 мкм. Времена жизни носителей методом спектроскопии накачка–зондирование в данной структуре изучались на длинах волн 50, 88 мкм, т.е. носители „забрасывались“ как в высокие состояния (50 мкм), так и в окрестность дна (88 мкм) зоны проводимости. Обнаружено, что длительность релаксации



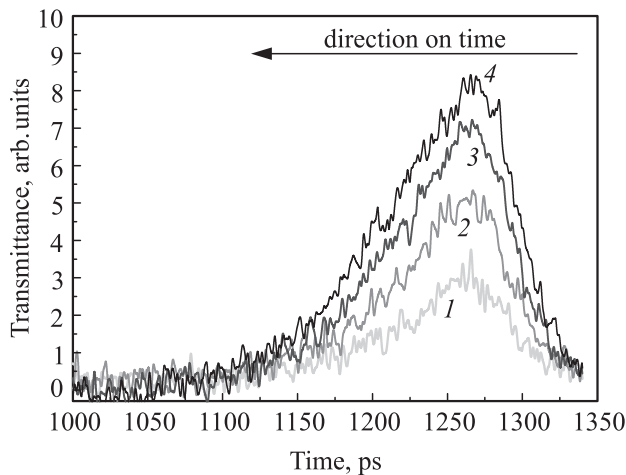
**Рис. 1.** Спектр фотопроводимости (PC) структуры № 091225\_1 при  $T = 4.2$  К. Стрелками 1, 2 отмечены провалы, связанные с поглощением на оптических фононах. На вставке — рисунок из [8].



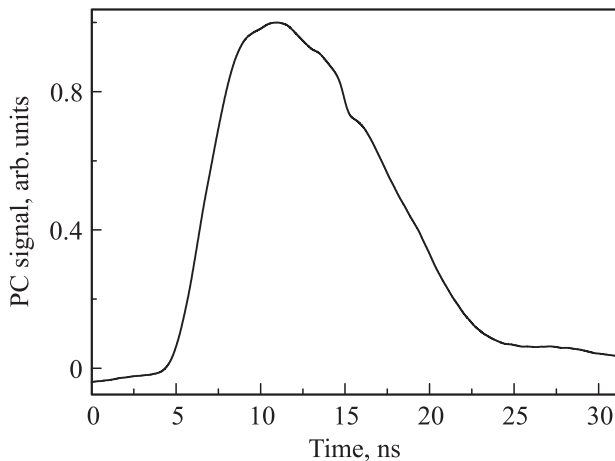
**Рис. 2.** Рассчитанный энергетический спектр гетероструктуры № 091225\_1.  $E_1, E_2$  — зоны проводимости;  $H_1, H_2$  — валентные зоны.

сигнала пропускания составляет  $\sim 65$  пс (рис. 3) и почти не зависит от мощности накачки, а форма кривой релаксации изменяется от экспоненциальной (5, 15 мВт) до практически линейной (35, 80 мВт).

На наш взгляд, такая быстрая ( $\sim 50$  пс) релаксация определяется процессами взаимодействия дырок с акустическими фононами, частота рассеяния на которых, благодаря высокой плотности состояний в валентной зоне и большей по сравнению с электронами эффективной массе, в данной гетеросистеме составляет  $\sim 10^{11} \text{ c}^{-1}$ . Стоит отметить, что частота рассеяния электронов на акустических фононах в данной структуре заметно меньше и по оценкам составляет  $\sim 5 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$ . Это связано с их рекордно малой эффективной массой,  $\sim 0.003m_0$  [11], и меньшим, чем, например, в GaAs



**Рис. 3.** Зависимости сигнала пропускания структуры № 091225\_1 от времени при возбуждении излучением с длиной волны 50 мкм для разной мощности накачки, мВт: 1 — 4, 2 — 13, 3 — 35, 4 — 80.  $T = 4.2$  К. Направление отсчета по времени — в обратную сторону.



**Рис. 4.** Релаксация межзонной фотопроводимости (PC) образца № 091225\_1 при возбуждении оптическими импульсами наносекундной длительности с энергией кванта 72 мэВ.  $T = 4.2$  К.

( $\sim -11$  эВ), деформационным потенциалом для зоны проводимости  $\sim -4.6$  эВ. Увеличение мощности излучения накачки увеличивает заселенность валентной зоны, что приводит к ограничению внутризонной релаксации принципом Паули. В такой ситуации время жизни дырок определяется в основном скоростью, с которой освобождаются нижележащие состояния валентной зоны, т.е. процессами межзонной безызлучательной рекомбинации носителей.

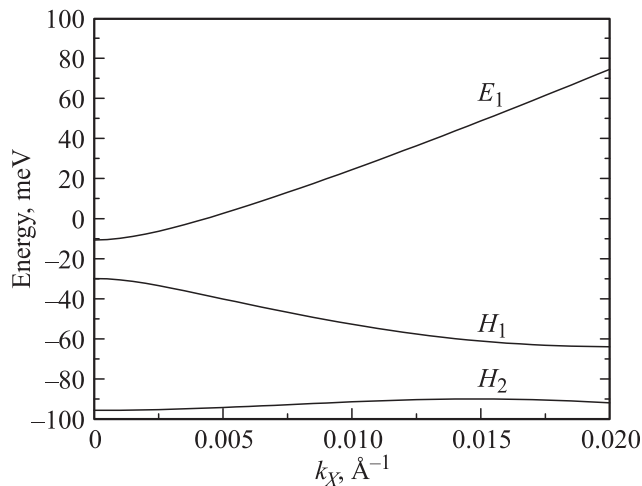
Неэкспоненциальная форма кривой релаксации и при больших мощностях накачки может быть проявлением подключения других механизмов релаксации, в частности оже-процессов, или „уходом“ дырок в боковые максимумы, которые, согласно расчетам (рис. 2), расположены выше по энергии, чем максимум в  $k = 0$ .

В этом случае линейная форма сигнала релаксации может сформироваться в результате суммирования двух экспонент, соответствующих разным процессам, и таким образом представлять собой скорее математический эффект, чем проявление физических свойств носителей. При исследовании сигнала пропускания от времени на длине волны 88 мкм наблюдалась похожая картина, однако из-за худшего соотношения сигнал–шум по сравнению с измерениями на длине волны 50 мкм в качестве иллюстрации мы приводим лишь результаты, полученные на длине волны 50 мкм.

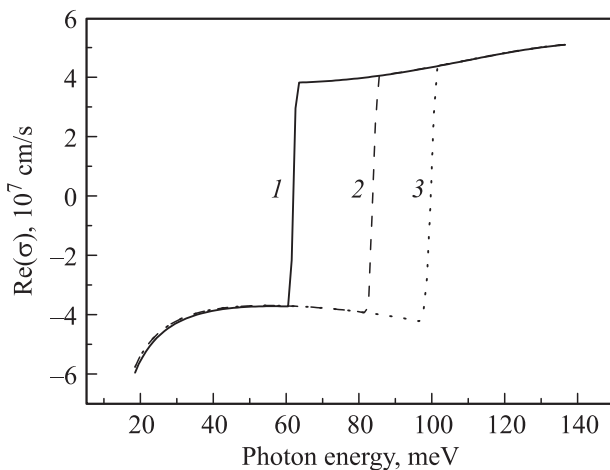
Для данной структуры также проводились исследования релаксации межзонной ФП при возбуждении оптическими импульсами наносекундной длительности с энергией кванта 72 мэВ (рис. 4). Исследования показали, что характерные времена релаксации межзонной ФП составляют  $\leq 7$  нс и определяются разрешением экспериментальной установки, что является подтверждением данных о коротком времени жизни носителей в данной структуре, полученных методом спектроскопии накачка–зондирование.

#### 4. Анализ возможности лазерной генерации

Как уже было отмечено во Введении, интерес к узкозонным гетероструктурам на основе КРТ с графеноподобным законом дисперсии проявляется и в связи с возможностью получения излучения терагерцового диапазона. Измеренные времена жизни в исследуемой нами структуре позволяют сделать оценки населенности состояний в КЯ, в частности при оптической накачке. Из условия стационарного процесса  $G = n/\tau$  ( $G$  — коэффициент генерации фотоносителей,  $n$  — концентрация,  $\tau$  — время жизни) можно оценить концентрацию неравновесных двумерных носителей для фиксированных энергии кванта и мощности падающего излучения. В нашем случае для оценки неравновесной концентрации в качестве предполагаемого источника мы будем использовать характеристики оптического импульсного генератора на разностной частоте (СОЛАР). Энергия в импульсе для длины волны 17 мкм составляет  $E_p = 0.3$  мДж. Таким образом, при длительности импульса  $\tau \approx 10$  нс и диаметре пучка 5 мм (площадь  $S$ ) для данной длины волны падающего излучения без дополнительной фокусировки можно получить плотность потока фотонов с энергией  $\hbar\omega$  на  $1$  см<sup>2</sup> как  $\Phi = E_p/(\hbar\omega \tau_{\text{pulse}} S)$ . С учетом того, что в невырожденном (линейном) случае КЯ поглощает  $\alpha \approx 1\%$  от падающего излучения, коэффициент генерации фотоионизованных носителей  $G = \alpha E_p/(\hbar\omega \tau_{\text{pulse}} S)$ . Следовательно, для стационарного процесса  $n = G \tau = \alpha E_p \tau/(\hbar\omega \tau_{\text{pulse}} S)$ . В нашем случае для оценки  $n$  возьмем  $\tau = 5 \cdot 10^{-11}$  с, которое было определено для подобной структуры в экспериментах по измерению времени жизни методом спектроскопии накачка–зондирование. Исходя из приведенных оценок получаем  $n \approx 2 \cdot 10^{12}$  см<sup>-2</sup>.



**Рис. 5.** Расчет энергетического спектра структуры  $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  с шириной КЯ  $\text{HgTe}$   $d = 5.6$  нм для  $T = 4.2$  К.  $E_1$  — зона проводимости,  $H_1, H_2$  — валентные зоны.



**Рис. 6.** Спектр поверхностной проводимости  $\sigma$  в гетероструктуре  $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  с шириной КЯ  $\text{HgTe}$   $d = 5.6$  нм для разных концентраций неравновесных носителей  $n$ ,  $10^{11} \text{ см}^{-2}$ : 1 — 1, 2 — 2, 3 — 3.

Однако структура, в которой проводились исследования методом спектроскопии накачка-зондирование, не является оптимальной для получения инверсной населенности в связи с особенностями энергетического спектра дырок (рис. 2). Как видно из рис. 2, в спектре дырок основной максимум расположен не в точке  $k = 0$ , что может приводить к эффекту „ухода“ фотовозбужденных дырок при  $k \approx 0$  в боковой максимум. Таким образом, прямая излучательная рекомбинация будет подавлена вплоть до заполнения всех состояний в боковом максимуму. С другой стороны, проведенные нами расчеты в данной гетеросистеме свидетельствуют о возможности получения структур с ярко выраженными прямозонными свойствами.

На рис. 5 приведен результат расчета зонного спектра структуры  $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  с КЯ шириной 5.6 нм. Видно, что в данной модельной структуре как минимум в зоне проводимости  $E_1$ , так и максимум в валентной зоне  $H_1$  расположены в точке  $k = 0$ . Анализ двумерной проводимости  $\sigma$  для неравновесных носителей в такой структуре показал наличие усиления (отрицательной проводимости) в терагерцовом диапазоне для концентраций  $(1-3) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  (рис. 6). Из зависимостей, приведенных на рис. 6, отчетливо видно, что для разных значений концентрации неравновесных носителей проводимость меняет знак при энергии кванта от 60 до 100 мэВ, что соответствует диапазону частот от 14 до 24 ТГц. При этом область отрицательных значений проводимости соответствует области усиления, а область положительных значений — области поглощения.

## 5. Заключение

В работе методом терагерцовой спектроскопии накачка-зондирование и методом исследования релаксации межзонной терагерцовой фотопроводимости при возбуждении оптическими импульсами наносекундной длительности в гетероструктуре  $\text{Hg}_{0.86}\text{Cd}_{0.14}\text{Te}/\text{Cd}_{0.64}\text{Hg}_{0.36}\text{Te}$  определены времена релаксации поглощения и межзонной безызлучательной рекомбинации дырок. Для специально рассчитанной гетероструктуры с КЯ  $\text{HgTe}/\text{Cd}_{0.7}\text{Hg}_{0.3}\text{Te}$  выполнен теоретический анализ получения инверсной населенности для энергий кванта вплоть до 60 мэВ (20 мкм).

Работа проводилась при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00958, 11-02-97061-р), Министерства образования и науки РФ (ГК № 16.518.11.7018, 16.740.11.0321, грант НШ-4756.2012.2) и Российской академии наук. Измерения методом спектроскопии pump-probe с использованием лазера на свободных электронах были выполнены в FZD (Forschungszentrum Dresden-Rossendorf), город Дрезден, Германия, в рамках проекта № 107-1 „Investigation of photoexcited carriers lifetime in narrow-gap  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  QW heterostructures with graphene-like energy-momentum law by means of terahertz pump-probe technique“, при поддержке European Community’s Seventh Framework Programme (FP7/2007–2013), грант № 226716, и в рамках проекта DFG, грант DR832/3–1.

## Список литературы

- [1] A. Rogalski. Rep. Prog. Phys., **68**, 2267 (2005).
- [2] C.H. Grein, H. Jung, R. Singh, M.E. Flatté. J. Electron. Mater., **34** (6), 905 (2005).
- [3] S. Dvoretzky, N. Mikhailov, Yu. Sidorov, V. Shvets, S. Danilov, B. Wittman, S. Ganichev. J. Electron. Mater., **39**, 918 (2010).
- [4] Z.D. Kvon, S.N. Danilov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, W. Prettl, S.D. Ganichev. Physica E, **40**, 1885 (2008).
- [5] V. Ryzhii, M. Ryzhii, A. Satou, T. Otsuji, A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin. J. Appl. Phys., **106**, 084 507 (2009).

- [6] V. Ryzhii, A.A. Dubinov, T. Otsuji, V. Mitin, M.S. Shur. *J. Appl. Phys.*, **107**, 054 505 (2010).
- [7] S. Winnerl, M. Orlita, P. Plochocka, P. Kossacki, M. Potemski, T. Winzer, E. Malic, A. Knorr, M. Sprinkle, C. Berger, W.A. de Heer, H. Schneider, M. Helm. *Phys. Rev. Lett.*, **107**, 237 401 (2011).
- [8] D.N. Talwar, M. Vandevyver. *J. Appl. Phys.*, **56**, 1601 (1984).
- [9] А.В. Иконников, М.С. Жолудев, К.В. Маремьянин, О. Драченко, М. Orlita, Ф. Терре, К.Е. Спирин, А.В. Антонов, А.А. Ластовкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, М. Goiran, M. Helm, J. Wosnitza, W. Кнар. *Тр. XVI Междунар. симп. Нанозфизика и нанозлектроника* (Нишний Новгород, 2012) с. 255.
- [10] А.В. Иконников, М.С. Жолудев, К.Е. Спирин, А.А. Ластовкин, К.В. Маремьянин, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, О. Драченко, М. Helm, J. Wosnitza, M. Goiran, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzkii, F. Terpe, N. Diakonova, C. Consejo, B. Chenaud, W. Кнар. *Semicond. Sci. Technol.*, **26**, 125 011 (2011).
- [11] А.В. Иконников, А.А. Ластовкин, К.Е. Спирин, М.С. Жолудев, В.В. Румянцев, К.В. Маремьянин, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Садофьев, N. Samal. *Письма ЖЭТФ*, **92** (11), 837 (2010).

Редактор Л.В. Шаронова

## Studies of lifetimes and photoconductivity relaxation in heterostructures with quantum wells $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$

S.V. Morozov<sup>+</sup>, M.S. Joludev<sup>+</sup>, A.V. Antonov<sup>+</sup>, V.V. Rumyantsev<sup>+</sup>, V.I. Gavrilenko<sup>+</sup>, V.Ya. Aleshkin<sup>+</sup>, A.A. Dubinov<sup>+</sup>, N.N. Mikhailov<sup>\*</sup>, S.A. Dvoretzkiy<sup>\*</sup>, O. Drachenko<sup>‡</sup>, S. Winnerl<sup>‡</sup>, H. Schneider<sup>‡</sup>, M. Helm<sup>‡</sup>

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

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

<sup>‡</sup> Institute of Ion Beam Physics and Materials Research,  
Helmholtz-zentrum Dresden–Rossendorf,  
Dresden, D–01328, Bautzner Landstraße

**Abstract** In this paper the method of terahertz pump–probe spectroscopy is used to study the lifetimes of carriers in quantum well continuum in  $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$  heterostructures. It was found that the relaxation time of transmission signal is  $\sim 65$  ps and does not depend on pump power. Such a fast relaxation in these structures is most likely determined by the process of holes interaction with acoustic phonons, due to the high density of states in the valence band and greater effective mass of holes as compared with electrons. From the data obtained, the time of the interband irradiative recombination of holes was determined. The results of numerical calculation of the model structure energy spectrum are presented and the possibility of obtaining of inversion population for a given concentration of nonequilibrium carriers is discussed.