

Особенности спектров и кинетики релаксации длинноволновой фотопроводимости в узкозонных эпитаксиальных пленках и гетероструктурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe

© В.В. Румянцев[†], А.В. Иконников^{*,*}, А.В. Антонов⁺, С.В. Морозов^{*,*}, М.С. Жолудев⁺,
К.Е. Спирин⁺, В.И. Гавриленко^{*,*}, С.А. Дворецкий[‡], Н.Н. Михайлов[‡]

⁺ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

^{*} Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

[‡] Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 22 апреля 2013 г. Принята к печати 30 апреля 2013 г.)

Проведены исследования спектров и кинетики релаксации межзонной фотопроводимости в узкозонных эпитаксиальных пленках $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x = 0.19-0.23$ и структурах с квантовыми ямами на основе HgCdTe с энергией межзонных переходов в диапазоне 30–90 мэВ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs (013). В спектрах структур с квантовыми ямами помимо межзонной фотопроводимости обнаружена длинноволновая полоса чувствительности, обусловленная примесями/дефектами. Показано, что при той же самой энергии оптического перехода времена жизни неравновесных носителей в структурах с КЯ меньше, чем в объемных образцах. По измеренным временам жизни носителей оценены ампер-ваттная чувствительность и эквивалентная мощность шума для пленки с $x = 0.19$ для длины волны 19 мкм. При исследованиях кинетики релаксации фотопроводимости при 4.2 К в условиях сильного возбуждения обнаружено преобладание излучательной рекомбинации над остальными механизмами рекомбинации неравновесных носителей.

1. Введение

Твердые растворы $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ (кадмий–ртуть–теллур, КРТ) занимают ключевые позиции среди материалов, используемых в качестве основы для фотоэлектрических детекторов излучения инфракрасного (ИК) диапазона в спектральной области 8–14 мкм (при $x > 0.2$), работающих при температуре $T = 77$ К. Вследствие инвертированной зонной структуры HgTe в твердом растворе $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ можно получить произвольную ширину запрещенной зоны (E_g) от 0 до 1.6 эВ. До сих пор изготовление качественных материалов с достаточно узким энергетическим зазором было сопряжено с целым рядом технологических трудностей [1], что сдерживало продвижение этих материалов в длинноволновую область спектра. Одной из основных причин, затрудняющих использование твердых растворов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с содержанием Cd меньше 20% для изготовления фотоэлектрических приемников, являются значительные флуктуации состава твердого раствора, размывающие края зон и обуславливающие высокую темновую концентрацию носителей, что отрицательно сказывается на чувствительности потенциального приемника. Кроме того, на роль приемников дальнего инфракрасного диапазона претендуют также сверхрешетки HgTe/CdTe, обладающие более резким длинноволновым краем поглощения и лишённые проблемы флуктуации состава. В настоящее время с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии (МБЕ) удается получать пленки $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$

высокого качества, обладающие фоточувствительностью при длинах волн до 20 мкм, и узкозонные структуры с квантовыми ямами (КЯ) с различным составом ямы и барьера [2].

Одной из основных характеристик фотоэлектрического приемника является время жизни неравновесных носителей, которое определяет чувствительность и быстродействие детектора. В узкозонных составах, соответствующих $x = 0.19-0.25$, наряду с излучательной рекомбинацией и рекомбинацией через примесные и дефектные центры существенный вклад в процессы релаксации неравновесной концентрации носителей может давать оже-рекомбинация. В связи с этим изучению времен жизни неравновесных носителей в узкозонных составах КРТ (как теоретическому, так и экспериментальному) было посвящено большое количество работ [3–6]. Тем не менее в большинстве из них расчеты времени жизни проводились в приближении эффективной массы с использованием подгоночных параметров. В наиболее часто используемых моделях времена излучательной рекомбинации определяются выражением для коэффициента поглощения, а точность расчетов коэффициентов оже-рекомбинации — величиной интегралов перекрытия блоховских амплитуд для волновых функций взаимодействующих частиц. Наиболее точные расчеты с использованием полной зонной структуры были проведены в работе [4], в которой показано, что для состава с $x = 0.225$ в области примесной проводимости (концентрация $n = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) времена жизни определяются рекомбинацией по механизму Шокли–Рида–Холла, и в

[†] E-mail: rumyantsev@ipmras.ru

этом случае они почти на порядок меньше времен излучательной и оже-рекомбинации. В [4] сделан логичный вывод о том, что при уменьшении количества дефектных центров и остаточного легирования материала времена жизни носителей в твердых растворах КРТ могут быть значительно увеличены. Таким образом, экспериментальное исследование времен жизни и механизмов рекомбинации носителей в новых МВЕ-структурах на основе HgCdTe с пониженной концентрацией примесей/дефектов является актуальной задачей.

Экспериментальные данные о временах жизни носителей в литературе представлены только для составов, содержащих не менее 20% кадмия, при этом времена релаксации в узкозонных структурах с квантовыми ямами на основе HgTe/CdTe практически не исследовались. В данной работе в диапазоне температур от $T = 4.2$ до 77 К исследованы спектры и кинетика межзонной фотопроводимости (ФП) образцов узкозонных эпитаксиальных пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с содержанием Cd $x = 0.19-0.23$ и структур с квантовыми ямами $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}/\text{Cd}_y\text{Hg}_{1-y}\text{Te}$.

2. Методика эксперимента

Исследуемые структуры выращивались МВЕ-методом на полуизолирующих подложках GaAs (013). Во всех образцах активная часть структуры растилась на релаксированном буферном слое CdTe толщиной 5 мкм. В эпитаксиальных пленках по краям светочувствительного слоя твердого раствора $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ выращивались переходные слои твердого раствора с составом, плавно изменяющимся от x до 0.45. В эпитаксиальной пленке #120613, кроме того, был нанесен покровный слой CdTe. Параметры исследованных образцов (состав и толщина d слоя КРТ) приведены в таблице.

Спектры ФП в основном исследовались при 77 и 4.2 К с помощью фурье-спектрометра Bruker Vertex 80v со спектральным разрешением $< 4 \text{ см}^{-1}$. Исследования релаксации ФП проводились при межзонном импульсном фотовозбуждении с помощью источников излучения наносекундной длительности. Сигнал ФП выводился из сосуда Дьюара и регистрировался на цифровом осциллографе с верхней граничной частотой 1 ГГц. Временное разрешение методики определялось длительностью импульса и составляло 7 нс.

Параметры исследуемых образцов

Образец	x	y	d , нм
# 120208	0.1894	—	4200
# 120210	0.1914	—	3840
# 120626	0.2102	—	3840
# 120613	0.2226	—	3940
# 120621	0.2298	—	5960
# 100707-1	0.186	0.702	30
# 100708-1	0.1763	0.646	30

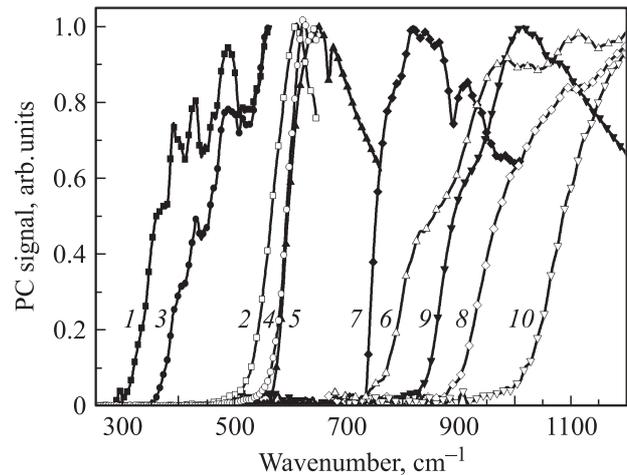


Рис. 1. Спектры фотопроводимости (PC) исследуемых объемных эпитаксиальных пленок HgCdTe при $T = 4.2$ К (нечетные номера) и 77 К (четные номера). Образцы: 1, 2 — #120208; 3, 4 — #120210; 5, 6 — #120626; 7, 8 — #120613; 9, 10 — #120621.

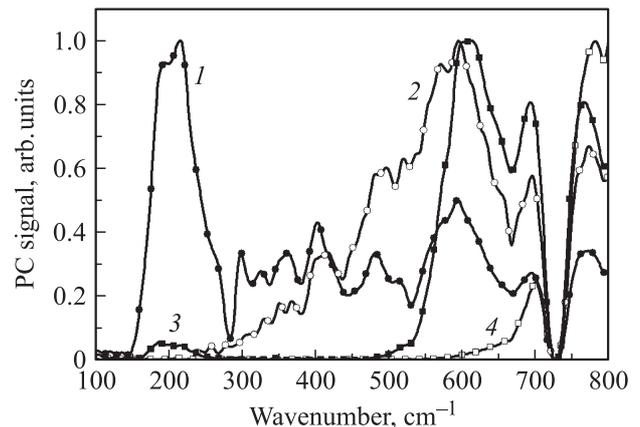


Рис. 2. Спектры фотопроводимости (PC) структур с КЯ при $T = 4.2$ К (1, 3) и 77 К (2, 4). Образцы: 1, 2 — #100708; 3, 4 — #100707-1. Провалы на частотах 680 и 720 см^{-1} обусловлены поглощением в используемом светоделителе и фильтре (MylarML, черный полиэтилен).

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены спектры длинноволновой ФП исследуемых объемных эпитаксиальных пленок $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, измеренные при 4.2 и 77 К. Как видно из рисунка, во всех исследованных образцах наблюдается достаточно резкая красная граница фотоэффекта, что свидетельствует о высоком оптическом качестве структур. В отличие от спектров ФП объемных структур, в спектрах структур с КЯ (рис. 2) помимо области чувствительности, отвечающей межзонным переходам, наблюдается длинноволновая полоса в области 150–300 см^{-1} с характерным максимумом в районе $\sim 200 \text{ см}^{-1}$. Данная полоса наблюдается во всех кван-

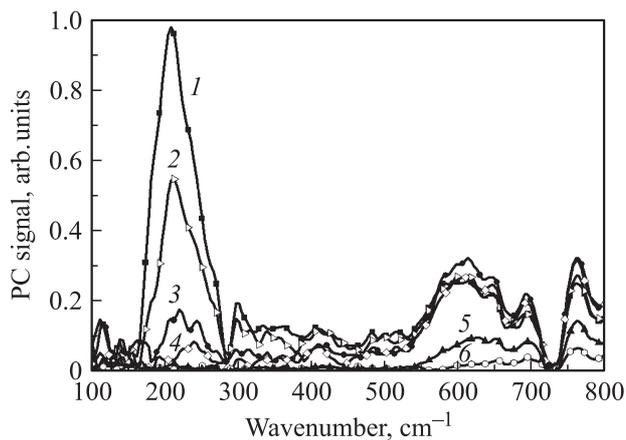


Рис. 3. Спектры фотопроводимости (PC) структуры #100707-1 в зависимости от температуры. T, K : 1 — 4.2, 2 — 8.5, 3 — 14, 4 — 17, 5 — 26, 6 — 40. Провалы на частотах 680 и 720 cm^{-1} обусловлены поглощением в используемом светоделителе и фильтре (MylarML, прозрачный полиэтилен).

товых ямах и становится интенсивней при подсветке излучением видимого диапазона (ср. рис. 2 и 3). Для интерпретации длинноволновой полосы в образце #100707-1 были выполнены исследования спектров ФП в зависимости от температуры. Результаты приведены на рис. 3. Видно, что при увеличении температуры наблюдается плавное уменьшение интенсивности линии вплоть до ее полного исчезновения при 18 К, в то время как красная граница межзонной ФП сдвигается в область более коротких волн подобно наблюдаемому в спектрах объемных образцов. Подобное поведение длинноволновой линии свидетельствует о ее примесной/дефектной природе. Так как эффективная масса электронов мала как в квантовой яме, так и барьере, наличие данной полосы связано скорее всего с акцепторными примесно-дефектными центрами. Мы наблюдали проявления подобных центров в виде широких пиков и в спектрах узкозонных объемных образцов ($x < 0.18$, $E_g < 200 \text{ cm}^{-1}$), в которых уровни данных акцепторов попадают в зону проводимости и таким образом становятся резонансными [7].

Для определения времени жизни носителей были проведены измерения кинетики релаксации ФП в условиях слабого возбуждения. Для наиболее узкозонных объемных пленок (#120208, 120210), которые представляют наибольший интерес с точки зрения продвижения приемников в терагерцовую область частот, время жизни носителей составляет $\sim 1 \text{ мкс}$ при $T = 4.2 \text{ K}$ и 400 нс при 77 К, что позволяет оценить ампер-ваттную чувствительность и эквивалентную мощность шума (NEP) эпитаксиальной пленки для длины волны $\lambda = 19 \text{ мкм}$ соответственно в 5 А/Вт и $6 \cdot 10^{-12} \text{ Вт/Гц}^{0.5}$ при $T = 77 \text{ K}$, 630 А/Вт и $2 \cdot 10^{-14} \text{ Вт/Гц}^{0.5}$ при $T = 4.2 \text{ K}$. В то же время времена релаксации ФП в КЯ в несколько раз меньше по сравнению с объемными материалами с той же энергией межзонных переходов. Так, для образца

#100707-1 время при $T = 4.2 \text{ K}$ не превышает 60 нс, а при $T = 77 \text{ K}$ — 100 нс. Данные значения на порядок меньше соответствующих значений времен не только в образце #120626 с такой же красной границей фоточувствительности, но и в пленках с более узкой запрещенной зоной #120208, 120210 (см. рис. 1 и 2). Для более узкозонной структуры #100708 времена релаксации ФП не превышают 10 нс как при $T = 4.2 \text{ K}$, так и при 77 К. Сильное увеличение темпов рекомбинации в КЯ по сравнению с объемными образцами может быть связано с рассеянием на гетерогранице и большей локализацией носителей.

В условиях слабого возбуждения времена релаксации межзонной ФП увеличиваются с ростом ширины запрещенной зоны образца и составляют 2, 9.2 и 8 мкс для образцов #120626, 120613 и 120621 соответственно. Время релаксации ФП растет также при приложении магнитного поля. На рис. 4 изображены спектры ФП образца #120208 при температуре $T = 4.2 \text{ K}$, измеренные в поперечном магнитном поле. Видно, что красная граница ФП значительно сдвигается в коротковолновую область, на 100 cm^{-1} уже в относительно небольших полях 1.2 Тл, за счет малой эффективной массы носителей в зоне проводимости. (Измерения циклотронного резонанса в данной структуре дают для эффективной массы электронов значение $0.0035m_0$). При этом время релаксации увеличивается и достигает 3.6 мкс при 1.2 Тл, что соответствует красной границе фотоотклика в спектре 375 cm^{-1} (рис. 4).

Подобное поведение указывает на безызлучательный механизм рекомбинации носителей, так как известно, что вероятность излучательных переходов уменьшается с увеличением длины волны испускаемого фотона [3]. Тем не менее в [4] показано, что время излучательной рекомбинации уменьшается с понижением температуры, и для состава с $x = 0.225$ с уровнем легирования $n = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ при $T < 50 \text{ K}$ становится меньше времени оже-рекомбинации. Уровень легирования в наших образцах составлял не более $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, что должно

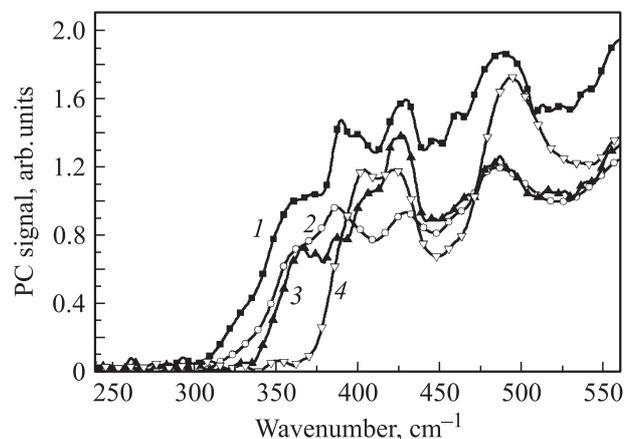


Рис. 4. Спектры фотопроводимости (PC) образца #120208 в магнитном поле, Тл: 1 — 0, 2 — 0.3, 3 — 0.6, 4 — 1.2.

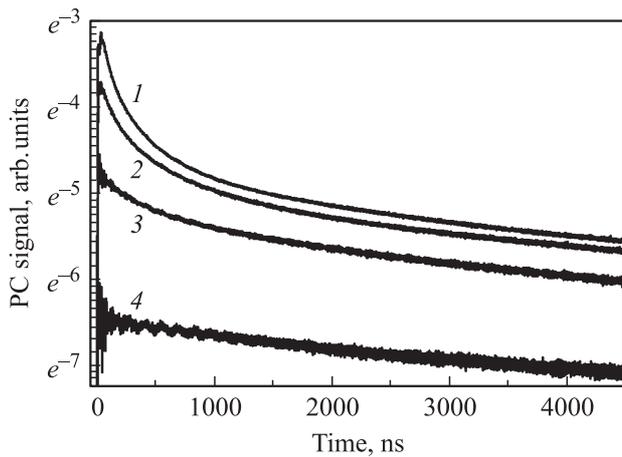


Рис. 5. Кинетика релаксации фотопроводимости (PC) образца #120613 для различных нормированных интенсивностей возбуждающего излучения P/P_0 : 1 — 1, 2 — 10, 3 — 30, 4 — 60.

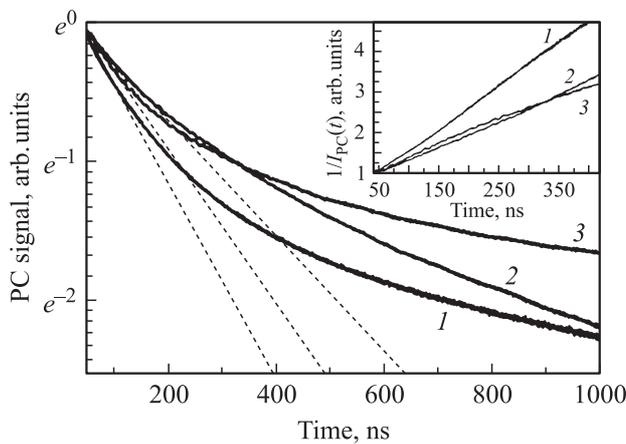


Рис. 6. Начальные участки кинетики релаксации фотопроводимости (PC) в условиях сильного возбуждения для образцов #120621 (1), #120626 (2), #120613 (3). На вставке — участки кривых в координатах $1/I_{PC}(t)$.

привести к еще большему подавлению оже-процессов по сравнению с излучательной рекомбинацией. В связи с этим мы провели исследования кинетики релаксации ФП при температуре жидкого гелия, которые показали, что с увеличением интенсивности возбуждающего излучения на начальном участке осциллограммы фотоотклика возникает область быстрого неэкспоненциального спада (рис. 5). Учитывая, что время рекомбинации по механизму Шокли–Рида–Холла, как правило, остается конечным при увеличении возбуждения, данный участок естественно связать с подключением процессов излучательной рекомбинации.

На рис. 6 изображен начальный участок зависимости фотоотклика от времени $I_{PC}(t)$ для трех образцов в условиях сильного возбуждения, на вставке — соответствующие зависимости $1/I_{PC}(t)$. Видно, что постоянная времени при фиксированной мощности возбуждения

на этом участке уменьшается с увеличением ширины запрещенной зоны (рис. 6). Особенно ярко это видно для наиболее широкозонного образца #120621, время релаксации ФП в котором даже в пределе малого возбуждения меньше времени для образца #120613 с меньшей шириной запрещенной зоны (8 и 9.2 мкс соответственно). Кроме того, характер зависимостей $1/I_{PC}(t)$ (на вставке) близок к линейному, что соответствует гиперболическому спаду концентрации неравновесных носителей, типичному для излучательной рекомбинации в условиях сильного возбуждения [8].

4. Заключение

Таким образом, в данной работе исследованы спектры и кинетика релаксации ФП в узкозонных эпитаксиальных пленках ($x = 0.19-0.23$) и структурах с КЯ на основе HgCdTe с энергией межзонных переходов в диапазоне 30–90 мэВ. Показано, что при той же самой энергии оптического перехода времена жизни неравновесных носителей в структурах с КЯ меньше, чем в объемных образцах. Основным механизмом рекомбинации, определяющим времена жизни, является безызлучательная рекомбинация по механизму Шокли–Рида–Холла. Однако при увеличении интенсивности возбуждающего излучения наблюдалось преобладание излучательной рекомбинации над остальными механизмами, что позволяет рассчитывать на перспективность данных материалов при наблюдении и исследовании фотолуминесценции в дальнем ИК диапазоне.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 11-02-00958, 13-02-01154, 13-02-97088_Поволжье) и РАН.

Список литературы

- [1] A. Rogalski. Rep. Progr. Phys., **68**, 2267 (2005).
- [2] V.S. Varavin, V.V. Vasiliev, S.A. Dvoretzky, N.N. Mikhailov, V.N. Ovsyuk, Yu.G. Sidorov, A.O. Suslyakov, M.V. Yakushev, A.L. Asev. Opto-Electron. Rev., **11** (2), 99 (2003) .
- [3] V.C. Lopes, A.J. Syllaios, M.C. Chen. Semicond. Sci. Technol., **8**, 824 (1993).
- [4] S. Krishnamurthy, M.A. Berding, Z.G. Yu. J. Electron. Mater., **35**, 1369 (2006).
- [5] J. Chu, A. Sher. *Physics and Properties of Narrow Gap Semiconductors* (Springer Science+Business Media, LLC, N.Y., 2008).
- [6] K. Jóźwikowski, M. Kopytko, A. Rogalski. J. Appl. Phys., **112**, 033 718 (2012).
- [7] S.V. Morozov, V.V. Rummyantsev, V.Ya. Aleshkin, A.V. Antonov, M.S. Joludev, K.E. Kudryavtsev, V.I. Gavrilenko, N.N. Michailov, O. Drachenko, S. Winnerl, H. Schneider, M. Helm. *Abstract 3rd EOS Topical Meeting on Terahertz Science and Technology* (Prague, 2012), p. 5317.
- [8] J.S. Blakemore. *Semiconductor Statistics* (Pergamon, Oxford, England, 1962).

Редактор Л.В. Шаронова

Features of spectra and relaxation kinetics of the long-wavelength photoconductivity in narrow gap HgCdTe epitaxial films and quantum wells

V.V. Rumyantsev⁺, A.V. Ikonnikov^{+*}, A.V. Antonov⁺,
S.V. Morozov^{+*}, M.S. Zholudev⁺, K.E. Spirin⁺,
V.I. Gavrilenko^{+*}, S.A. Dvoretiskii[≠], N.N. Mikhailov[≠]

⁺ Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

^{*} Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

[≠] Institute for Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract Here we present the investigation of the spectra and relaxation kinetics of interband photoconductivity in narrow gap Hg_{1-x}Cd_xTe epitaxial films with $x = 0.19-0.23$ and Hg_{1-x}Cd_xTe based quantum well structures with interband transitions energy in the range of 30–90 meV, grown by molecular-beam epitaxy on GaAs (013) substrates. In the spectra of quantum well structures in addition to the interband photoconductivity a long-wavelength band of sensitivity is observed which results from impurities/defects related transitions. It is shown that for the same optical transition energy the nonequilibrium carriers lifetime in the quantum well structures is lower as compared with the bulk samples. Basing on the measured lifetimes, ampere–watt sensitivity and NEP for the film with $x = 0.19$ are estimated for the wavelength of 19 μm . It is found that the photoconductivity relaxation kinetics under high excitation at 4.2 K is predominated by the radiative recombination.