

# Электрофизические свойства нелегированных и легированных мышьяком эпитаксиальных слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ $p$ -типа проводимости с $x \approx 0.4$ , выращенных методом МOCVD

© В.С. Евстигнеев<sup>1,2</sup>, В.С. Варавин<sup>3</sup>, А.В. Чилисов<sup>1</sup>, В.Г. Ремесник<sup>3</sup>, А.Н. Моисеев<sup>1,2</sup>, Б.С. Степанов<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девярых Российской академии наук, 603951 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, 603950 Нижний Новгород, Россия

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

E-mail: evstigneev@ihps.nnov.ru

(Получена 26 июля 2017 г. Принята к печати 5 сентября 2017 г.)

Исследованы температурные зависимости концентрации носителей заряда и времени жизни неосновных носителей заряда в нелегированных и легированных мышьяком эпитаксиальных слоях  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$   $p$ -типа проводимости с  $x \approx 0.4$ , полученных методом МOCVD-IMP. Показано, что температурные зависимости концентрации носителей заряда могут быть описаны моделью, предполагающей наличие одного акцепторного и одного донорного уровней. Значения энергий ионизации акцепторов в нелегированном и легированном мышьяком материалах составили 14 и 3.6 мэВ соответственно. Установлено, что доминирующим механизмом рекомбинации в нелегированных слоях является рекомбинация Шокли-Рида-Холла, а после низкотемпературного равновесного отжига в парах ртути (230°C, 24 ч) — излучательная рекомбинация. Фундаментальное ограничение времени жизни в легированном мышьяком материале обусловлено оже-процессом 7. Активационный отжиг (360°C, 2 ч) легированных слоев позволяет достичь 100%-й активации мышьяка.

DOI: 10.21883/FTP.2018.06.45914.8696

## 1. Введение

Эпитаксиальные слои  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  (кадмий-ртуть-теллур, КРТ) — широко используемый материал для технологии инфракрасных детекторов. Возможность управления шириной запрещенной зоны путем изменения мольной доли  $\text{CdTe}$  ( $x$ ) позволяет использовать детекторы на основе КРТ в большом диапазоне инфракрасного (ИК) спектра. Наиболее широкое применение находят КРТ с  $x \approx 0.2$  и  $x \approx 0.3$  (для диапазонов длин волн 8–12 и 3–5 мкм соответственно). В последнее время растет интерес к использованию материала с  $x > 0.38$  в ближнем коротковолновом ИК диапазоне (0.8–2.5 мкм) в астрофизических исследованиях [1].

Для изготовления фотодиодных структур на основе КРТ в основном применяют материал  $p$ -типа проводимости с высокими электрофизическими параметрами (подвижность и время жизни носителей заряда). Получение проводимости  $p$ -типа в КРТ возможно за счет собственных точечных дефектов (вакансий ртути) либо за счет легирования элементами I или V групп. Легирование элементами V группы (P, As, Sb) предпочтительнее, так как они обладают низкими значениями коэффициента диффузии и поэтому позволяют получать структуры с более резким профилем распределения примеси.

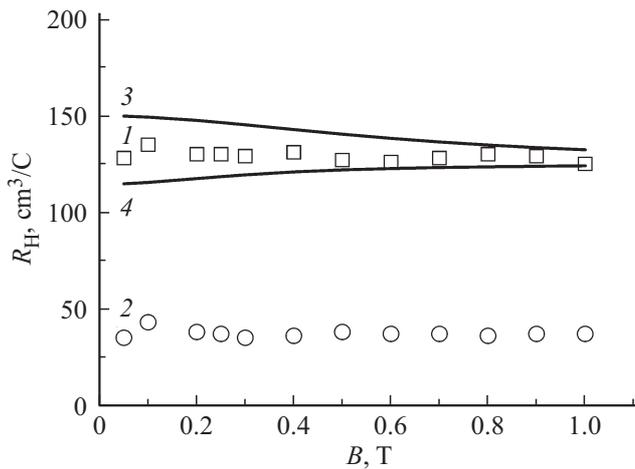
Среди эпитаксиальных технологий получения КРТ метод МOCVD (metalloorganic chemical vapor deposition) обладает высокой технологической гибкостью, имеется широкий выбор исходных соединений для получения качественных слоев и прекурсоров для легирования.

Наиболее часто в методе МOCVD в качестве акцепторной примеси применяют мышьяк.

Электрофизические свойства нелегированных и легированных примесью мышьяка слоев КРТ исследовались в работах [2–9]. Из анализа температурных зависимостей концентрации носителей заряда авторами [2–5] получены энергии активации акцепторов 12–14 и 3–8 мэВ в нелегированном и легированном мышьяком КРТ соответственно в зависимости от состава и концентрации акцепторов. Авторами [6–9] проведен анализ основных рекомбинационных механизмов в нелегированном и легированном мышьяком КРТ. Был сделан вывод, что основным механизмом рекомбинации в КРТ  $p$ -типа проводимости при высоких уровнях легирования является оже-процесс 7. Для низких уровней легирования характерна излучательная рекомбинация, а также рекомбинация Шокли-Рида-Холла (ШРХ), обусловленная вакансиями ртути.

Несмотря на большой объем проведенных исследований, значительная часть информации об электрофизических свойствах КРТ представлена для узкозонных составов ( $0.2 \leq x \leq 0.3$ ). Электрофизические свойства и механизмы рекомбинации для широкозонных МOCVD-слоев КРТ ( $x \geq 0.38$ ) в литературе освещены слабо.

Поэтому целью данной работы было исследование электрофизических параметров (концентрации  $p$  и времени жизни носителей заряда  $\tau$ ) в эпитаксиальных слоях нелегированного и легированного мышьяком КРТ  $p$ -типа проводимости с  $x = 0.36–0.42$ , выращенных на подложках GaAs (310) методом МOCVD.



**Рис. 1.** Зависимости коэффициента Холла  $R_H$  от магнитного поля для нелегированных и легированных мышьяком слоев КРТ. Эксперимент (точки): 1 — mct 098-1 ( $x = 0.42, p(77\text{ K}) = 5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ ), 2 — mct 172:As ( $x = 0.36, p(77\text{ K}) = 1.5 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ ). Расчет (сплошные кривые): 3 — с учетом легких и тяжелых дырок, концентрация легких дырок  $p_{lh} = 4 \cdot 10^{12}\text{ см}^{-3}$ , тяжелых дырок  $p_{hh} = 5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ , подвижность легких дырок  $\mu_{lh} = 15000\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , тяжелых дырок  $\mu_{hh} = 150\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ; 4 — с учетом электронов и тяжелых дырок, концентрация электронов  $n_e = 1 \cdot 10^{11}\text{ см}^{-3}$ , тяжелых дырок  $p_{hh} = 5 \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$ , подвижность электронов  $\mu_e = 31\,000\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , тяжелых дырок  $\mu_{hh} = 150\text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ .

## 2. Экспериментальная часть

Эпитаксиальные слои КРТ с  $x \approx 0.40$  были выращены методом MOCVD-IMP (IMP — interdiffusion multilayer process) в вертикальном кварцевом реакторе с нагретыми стенками при общем давлении 20 кПа и температуре подложки 350–360°C [10]. В качестве подложек использовали полуизолирующий GaAs кристаллографической ориентации (310). Для сближения параметров решетки и предотвращения диффузии компонентов подложки в растущий слой на подложки сначала осаждали нелегированный буферный слой CdTe толщиной 2–3 мкм.

В качестве исходных прекурсоров в работе использовали диметилкадмий (ДМК), диэтилтеллур (ДЭТ), диизопропилтеллур (ДИПТ) и элементарную ртуть. Источником примеси мышьяка служил трис-диметиламиноарсин (ТДМАА). Соотношение ДЭТ/ДМК на входе в реактор составляло 4.4. Легирование осуществлялось во время роста подслоя CdTe (поток ТДМАА —  $5 \cdot 10^{-7}$  моль/мин).

В качестве газа-носителя использовали водород, очищенный диффузией через палладиевый фильтр. Барботеры с ДМК, ДЭТ и ДИПТ поддерживались при температуре 5°C, с ТДМАА — при температуре –5°C. Общий поток водорода в реактор составлял 3 л/мин.

Толщину и состав эпитаксиальных слоев определяли оптическим методом по спектрам пропускания образцов в ИК диапазоне. Спектры пропускания были получены

Технологические и электрофизические параметры слоев КРТ

Образец	$x$	$d$ , мкм	Электрофизические параметры (77 К)			
			$p$ , см <sup>-3</sup>	$\mu$ , см <sup>2</sup> /(\text{В} \cdot \text{с})	$\sigma$ (\text{Ом} \cdot \text{см}) <sup>-1</sup>	$\tau$ , нс
mct 098-1	0.42	3.6	$5.0 \cdot 10^{16}$	152	1.20	55
mct 098-2	0.42	3.6	$2.0 \cdot 10^{16}$	110	0.36	60
mct 172:As	0.36	3.3	$1.5 \cdot 10^{17}$	210	5.00	10

при комнатной температуре на ИК фурье-спектрометре Nicolet 6700 в спектральном диапазоне 500–4000 см<sup>-1</sup>.

Для контроля распределения концентрации мышьяка по толщине структур использовали метод вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС). Масс-спектры слоев КРТ были получены на времяпролетном масс-спектрометре вторичных ионов TOF.SIMS-5.

Измерение концентрации и подвижности основных носителей заряда, определение типа электропроводности выполняли неразрушающим косвенным четырехзондовым методом Ван дер Пау с использованием изменяющегося магнитного поля (0–1 Тл) в температурном диапазоне 77–300 К.

Измерение времени жизни неравновесных носителей заряда выполняли в диапазоне температур 77–300 К бесконтактным методом по спаду фотопроводимости, возбуждаемой импульсом излучения лазера с длиной волны  $\lambda = 920$  нм и длительностью 100–150 нс.

Низкотемпературные и активационные отжиги слоев в парах ртути (220–400°C) проводили в двухзонной печи в атмосфере высокочистого гелия.

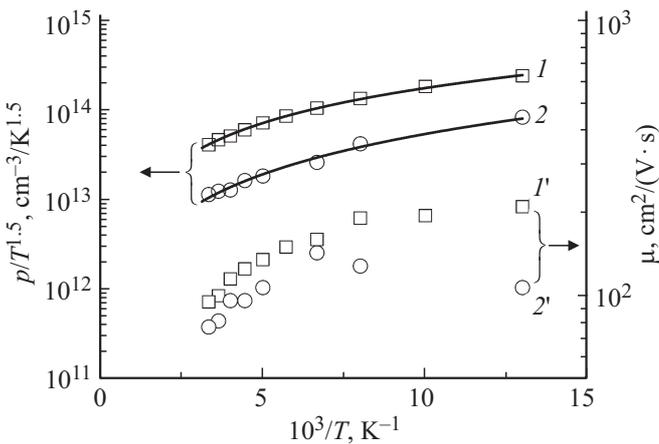
## 3. Результаты и их обсуждение

В таблице приведены толщины  $d$  и электрофизические характеристики (концентрация дырок  $p$ , подвижность  $\mu$ , электрическая проводимость  $\sigma$ , время жизни носителей заряда  $\tau$ ) нелегированных и легированных пленок КРТ, исследованных в данной работе.

Электрические свойства нелегированных слоев, полученных в наших условиях, определяются вакансиями катионной подрешетки (прежде всего вакансиями ртути). После роста нелегированные эпитаксиальные слои имели дырочный тип проводимости с концентрацией носителей заряда  $(2\text{--}5) \cdot 10^{16}\text{ см}^{-3}$  при температуре  $T = 77\text{ K}$ . В образце, легированном мышьяком, концентрация носителей заряда находилась на уровне  $1.5 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$  при  $T = 77\text{ K}$ .

На рис. 1 представлены экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента Холла от магнитного поля ( $B = 0\text{--}1$  Тл) для нелегированных и легированных слоев КРТ при температуре 77 К.

Известно, что в КРТ возможно присутствие нескольких типов носителей заряда. Кривые 3 и 4 на рис. 1 — результаты расчета с учетом влияния легких и тяжелых дырок, электронов и тяжелых дырок на зависимость



**Рис. 2.** Зависимость величины  $p/T^{1.5}$  (1, 2) и подвижности ( $1'$ ,  $2'$ ) дырок от обратной температуры в образцах мст 172:As ( $x = 0.36$ ) (1,  $1'$ ) и мст 098-1 ( $x = 0.42$ ) (2,  $2'$ ). Сплошные линии — концентрации носителей заряда, рассчитанные по уравнению (6).

коэффициента Холла от магнитного поля. Расчет зависимостей проводили по формулам [11]:

$$R_H(B) = \frac{1}{B} \frac{\sum_i \sigma_{xy}^i(B)}{[\sum_i \sigma_{xx}^i(B)]^2 + [\sum_i \sigma_{xy}^i(B)]^2}, \quad (1)$$

где  $\sigma_{xx}^i(B)$ ,  $\sigma_{xy}^i(B)$  — компоненты тензора проводимости в магнитном поле  $B$ ,

$$\sigma_{xx}^i(B) = \frac{qn_i\mu_i}{1 + \mu_i^2 B^2}, \quad (2)$$

$$\sigma_{xy}^i(B) = \frac{qn_i\mu_i B}{1 + \mu_i^2 B^2}. \quad (3)$$

Индекс  $i$  обозначает разный тип носителей,  $n_i$  — их концентрации,  $\mu_i$  — подвижности.

При низких полях наибольший вклад в проводимость вносят электроны и легкие дырки. При увеличении магнитного поля их вклад начинает уменьшаться, после чего постепенно начинают преобладать тяжелые дырки. Для всех исследованных нами образцов наблюдается слабая зависимость коэффициента Холла  $R_H$  от индукции магнитного поля  $B$ . Поэтому можно говорить, что в переносе носителей преобладает один тип дырок. Следует также отметить, что результаты измерения зависимости коэффициента Холла от магнитного поля для нелегированных и легированных слоев КРТ, представленные в настоящей работе, повторены спустя 2 года после получения структур. Они абсолютно идентичны зависимостям, снятым непосредственно после выращивания. Этот факт свидетельствует о временной стабильности электрофизических свойств нелегированных и легированных слоев КРТ, полученных в наших условиях.

На рис. 2 показана зависимость величины  $p/T^{1.5}$  и подвижности дырок ( $\mu$ ) от обратной температуры в нелегированных и легированных слоях КРТ.

Анализ температурных зависимостей концентрации дырок основывался на модели, предполагающей наличие одного дискретного акцепторного уровня вблизи параболической валентной зоны и аналогичного донорного уровня вблизи зоны проводимости. В данном случае уравнение электронейтральности будет иметь вид

$$p + N_d^+ = n + N_a^-. \quad (4)$$

Поскольку образцы имеют  $p$ -тип проводимости, то предполагается, что донорные дефекты всегда ионизованы, их концентрация  $N_d^+ = N_d$ , и концентрация электронов  $n$  пренебрежимо мала. Концентрация ионизованных акцепторов ( $N_a^-$ ) в соответствии с распределением Ферми–Дирака будет иметь вид

$$N_a^- = \frac{N_a}{1 + g \exp[(E_a - E_F)/kT]}, \quad (5)$$

$E_F$  — энергия уровня Ферми,  $k$  — постоянная Больцмана.

Тогда уравнение (4) можно преобразовать к виду

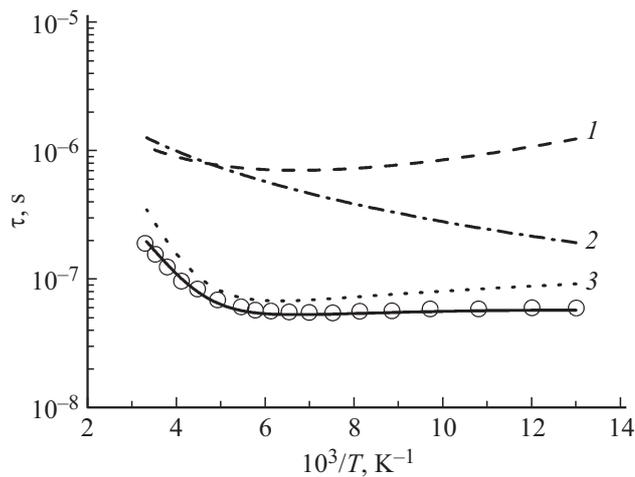
$$\frac{p(p + N_d)}{(N_a - N_d)} = \frac{N_V}{g} \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \quad (6)$$

где  $N_V$  — эффективная плотность состояний в валентной зоне,  $g$  — коэффициент вырождения для акцептора (в соответствии с [2] равен 4),  $E_a$  — энергия ионизации акцептора.

Как видно из рис. 2, кривые, рассчитанные по уравнению (6), находятся в качественном и количественном соответствии с экспериментом. Значения энергий ионизации акцепторов, полученные из экспериментальных данных, составили: для вакансий ртути в образце мст 098-1  $E_a = 14$  мэВ; для мышьяка в образце мст 172:As  $E_a = 3.6$  мэВ.

На рис. 2 также представлена зависимость подвижности дырок от обратной температуры. В случае нелегированного образца подвижность растет с понижением температуры, проходит через максимум при 150 К и начинает понижаться с дальнейшим понижением температуры. Для легированного образца наблюдается аналогичная зависимость, однако с отсутствием максимума подвижности. Очевидно, он смещен в область более низких температур вследствие более высокой концентрации примеси мышьяка. Значение подвижности дырок в легированном слое при большей концентрации выше, чем в нелегированном. Это указывает на то, что большая часть мышьяка в слое электрически активна.

В работе проведены измерения времени жизни носителей заряда и проанализированы механизмы рекомбинации в нелегированном и легированном КРТ. Аналитические расчеты времени жизни выполнены по модели, предложенной в [7]. Необходимые фундаментальные параметры для модели рассчитаны по классическим эмпирическим зависимостям. Значение интеграла



**Рис. 3.** Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры в образце nct098-2 *p*-типа проводимости с  $x = 0.42$  и  $p(77\text{ K}) = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Точки — эксперимент, линии — расчет:  $N_t = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_t = 0.11 \text{ эВ}$ ,  $\gamma = 3$ ; 1 — оже-рекомбинация, 2 — излучательная рекомбинация, 3 — рекомбинация ШРХ, сплошная линия — учет всех трех процессов.

перекрытия функций Блоха ( $F_1 F_2$ ) составляло 0.2 [6]. Значения эффективных сечений захвата электронов ( $\sigma_n$ ) и дырок ( $\sigma_p$ ) составляли  $3 \cdot 10^{-15}$  и  $6 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  соответственно [12]. Коэффициент  $\gamma$  (отношение времен оже-процессов 7 и 1), концентрация и энергия ловушек являлись подгоночными параметрами. Результирующее время жизни носителей заряда (дырок) рассчитывалось по формуле

$$\tau_p = \left( \frac{1}{\tau_{SRH}} + \frac{1}{\tau_{Rad}} + \frac{1}{\tau_{Aug}} \right)^{-1}, \quad (7)$$

в которую входят времена жизни относительно рекомбинации ШРХ,  $\tau_{SRH}$ , излучательной рекомбинации,  $\tau_{Rad}$ , оже-рекомбинации  $\tau_{Aug}$ .

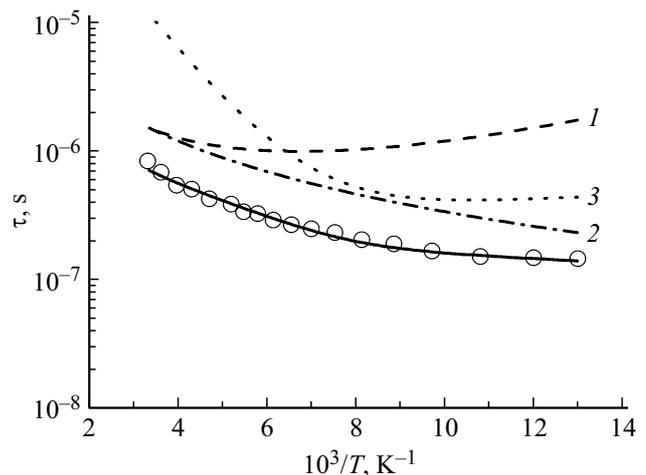
На рис. 3 показана температурная зависимость времени жизни неосновных носителей заряда в образце nct098-2. Расчетное время жизни при учете трех основных процессов рекомбинации находится в хорошем качественном и количественном соответствии с экспериментальными данными. Снижение времени жизни неосновных носителей заряда в нелегированной пленке связано с наличием рекомбинационных центров ШРХ, по-видимому, обусловленных вакансиями ртути. Расчетная кривая для рекомбинации ШРХ получена при значениях концентрации  $N_t = 1.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  и энергии ловушек  $E_t = 0.11 \text{ эВ}$ , т.е.  $\sim (1/4)E_g$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны.

Для исследования влияния вакансий ртути на механизм рекомбинации ШРХ был проведен отжиг нелегированного образца в насыщенных парах ртути при атмосферном давлении гелия (температура 230°C, продолжительность 24 ч). Предварительно с образца был

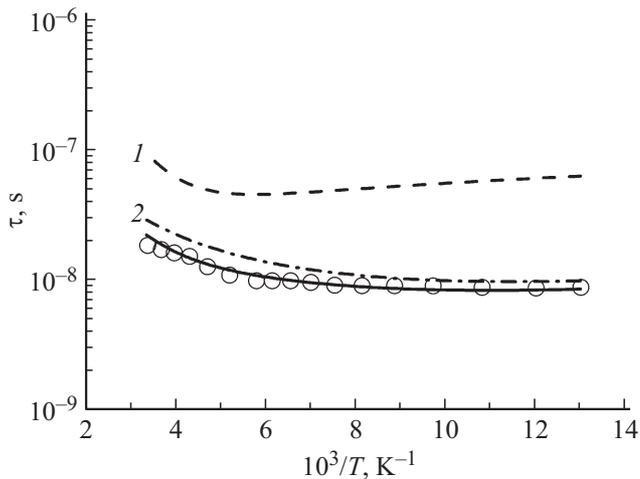
снят поверхностный слой толщиной 0.2 мкм. Травление осуществлялось в 1%-м растворе брома в HBr. Отжиг нелегированного образца в парах ртути не привел к существенному изменению концентрации и подвижности носителей заряда в слоях (в пределах погрешности измерений), однако после отжига время жизни неосновных носителей увеличилось в 2 раза при температуре жидкого азота и в 4 раза при комнатной температуре. На рис. 4 представлена температурная зависимость времени жизни неосновных носителей заряда в образце nct098-2 после отжига в насыщенных парах ртути.

Расчетное время жизни (сплошная линия) находится в хорошем качественном и количественном соответствии с экспериментальными данными. В качестве подгоночных параметров для анализа использовались концентрация и энергия ловушек, их значения составили  $N_t = 2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $E_t = 0.06 \text{ эВ}$  соответственно. После отжига образца время жизни неосновных носителей заряда ограничивается излучательной рекомбинацией. Расчетная концентрация ловушек уменьшилась на порядок, а энергия в 2 раза по сравнению с неотожженным образцом. Отжиг привел к изменению доминирующего механизма рекомбинации и увеличению времени жизни неосновных носителей заряда.

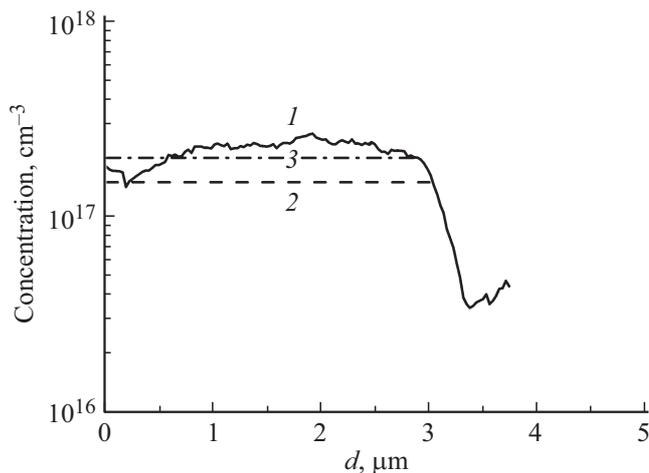
Тот факт, что концентрация дырок после отжига практически не меняется, а концентрация и энергия ловушек уменьшаются, свидетельствует о сложной природе рекомбинационных центров. В [13] отмечается, что центрами ШРХ в нелегированном материале не обязательно должны являться вакансии ртути. Центр ШРХ может быть комплексом, в который входит эта вакансия. Поскольку наши слои выращены в избытке теллура, то, вероятно, они содержат высокую концентра-



**Рис. 4.** Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры в образце nct098-2 *p*-типа проводимости с  $x = 0.42$  и  $p(77\text{ K}) = 1.7 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  после отжига в насыщенных парах ртути. Точки — эксперимент, линии — расчет:  $N_t = 2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $E_t = 0.06 \text{ эВ}$ ,  $\gamma = 3$ ; 1 — оже-рекомбинация, 2 — излучательная рекомбинация, 3 — рекомбинация ШРХ, сплошная линия — учет всех трех процессов.



**Рис. 5.** Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда от обратной температуры в образце  $mct\ 172:As$   $p$ -типа проводимости с  $x = 0.36$  и  $p(77\text{ K}) = 1.5 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ . Точки — эксперимент, линии — расчет:  $N_t = 1.5 \cdot 10^{14}\text{ см}^{-3}$ ,  $E_t = 0.09\text{ эВ}$ ,  $\gamma = 8$ ; 1 — рекомбинация ШРХ, 2 — оже-процесс 7, сплошная линия — учет двух процессов.



**Рис. 6.** Сравнение концентрации мышьяка из данных метода ВИМС и измерений эффекта Холла (77 К, 1 Тл) до и после активационного отжига для образца  $mct\ 172:As$ . 1 — химическая концентрация мышьяка из данных ВИМС; (2, 3) — концентрации носителей заряда из измерений эффекта Холла до отжига (2) и после активационного отжига (3).

цию антиструктурного теллура. Поэтому можно предположить, что возможными центрами рекомбинации ШРХ являются комплексы  $V_{Hg}-Te_{Hg}$  (вакансия ртути-антиструктурный теллур). Во время отжига в парах ртути происходит частичное разрушение комплексов  $V_{Hg}-Te_{Hg}$  и заполнение вакансий ртути, что приводит к увеличению времени жизни неосновных носителей заряда, но не изменяет концентрацию дырок. Однако для подтверждения этого предположения необходимы более детальные исследования.

На рис. 5 представлена температурная зависимость времени жизни неосновных носителей заряда в образце  $mct\ 172:As$ . Наиболее близкое соответствие расчетной и экспериментальной зависимостей получено без учета излучательной рекомбинации. Фундаментальное ограничение времени жизни неосновных носителей заряда обусловлено оже-процессом 7 во всем диапазоне исследуемых температур. Кривая 2 получена при значении  $\gamma = 8$ . Коэффициент  $\gamma$  — важный параметр, определяющий соотношение времен оже-процессов 1 и 7. Он является функцией состава, температуры и уровня легирования [14]. Среди исследователей до сих пор нет единого мнения о величине  $\gamma$ , из литературы известен широкий диапазон значений для этого коэффициента ( $3 \leq \gamma \leq 60$ ) [6,14–16]. Значения  $\gamma$ , полученные в нашей работе, находятся в указанном диапазоне.

При исследовании профиля распределения мышьяка по толщине слоев использовался метод ВИМС. Регистрировали линии ионов As, AsTe и AsTe<sub>2</sub>. Содержание примеси As в слоях характеризовалось отношением суммы интенсивностей этих линий к интенсивности линий ионов CdTe. Концентрация мышьяка (в ат/см<sup>3</sup>) определялась сравнением с эталонными образцами As-имплантированного  $Cd_{0.4}Hg_{0.6}Te$ . На рис. 6 представлено сравнение концентрации носителей заряда, определенной из эффекта Холла при 77 К, и концентрации мышьяка из данных метода ВИМС для образца  $mct\ 172:As$ .

Концентрация носителей заряда, определенная из эффекта Холла, в 1.5–2 раза меньше концентрации мышьяка, определенной методом ВИМС. С целью активации мышьяка образец  $mct\ 172:As$  был отожжен в двухзонной печи при температуре 360°C в насыщенных парах ртути при атмосферном давлении гелия в течение 2 ч, с последующим отжигом, направленным на заполнение вакансий ртути, при температуре 230°C в течение 24 ч. Предварительно с образца был снят поверхностный слой толщиной 0.2 мкм. Отжиг легированного образца в режиме активации примеси мышьяка не привел к существенному изменению подвижности и времени жизни носителей заряда. Концентрация носителей заряда после отжига приблизилась к уровню химической концентрации мышьяка из данных ВИМС ( $\sim 2 \cdot 10^{17}\text{ см}^{-3}$ ), что может свидетельствовать о практически 100% активации примеси мышьяка.

#### 4. Заключение

В работе представлены результаты исследования электрофизических свойств эпитаксиальных слоев КРТ  $p$ -типа проводимости (нелегированных и легированных мышьяком) с  $x = 0.36-0.42$ , выращенных методом химического осаждения из паров металлоорганических соединений и ртути.

В слоях КРТ, как нелегированных, так и легированных мышьяком, наблюдается слабая зависимость коэффициента Холла от магнитного поля, что говорит о преобладании в переносе носителей заряда одного типа дырок.

Температурные зависимости концентрации носителей заряда в вакансионном и легированном мышьяком материале могут быть описаны моделью, предполагающей наличие одного акцепторного и одного донорного уровней. Значения энергий ионизации акцепторов в вакансионном и легированном мышьяком материале составили  $E_a = 14$  и  $3.6$  мэВ соответственно.

Анализ температурных зависимостей времени жизни носителей заряда (в диапазоне  $77-300$  К) показал, что в вакансионном материале доминирующим механизмом рекомбинации является рекомбинация Шокли–Рида–Холла. В легированном мышьяком КРТ фундаментальное ограничение времени жизни неосновных носителей заряда обусловлено оже-процессом 7.

Низкотемпературный равновесный отжиг нелегированного материала в парах ртути приводит к смене доминирующего механизма рекомбинации и увеличению времени жизни неосновных носителей заряда в 2–4 раза. Показано, что активационный отжиг легированного мышьяком КРТ не приводит к существенному изменению подвижности и времени жизни носителей заряда. Однако концентрация носителей заряда, определенная из эффекта Холла, после отжига приблизилась к химической концентрации мышьяка ( $\sim 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  по результатам метода ВИМС), что может свидетельствовать о его практически 100%-й активации.

Авторы выражают благодарность В.В. Трифутину за измерения эффекта Холла и полезные обсуждения, М.Н. Дроздову за проведение исследований методом ВИМС.

Работа выполнена по государственному заданию (тема № 0095-2014-0014).

## Список литературы

- [1] L.G. Hipwood, N. Shorrocks, C. Maxey, D. Atkinson, N. Bezawada. Proc. SPIE, **8353**, 83532M (2012).
- [2] W. Scott, E.L. Stelzer, R.J. Hager. J. Appl. Phys., **47**, 1408 (1976).
- [3] E. Finkman, Y. Nemirovsky. J. Appl. Phys., **59**, 1205 (1986).
- [4] S.K. Ghandhi, N.R. Taskar, K.K. Parat, D. Terry, I.B. Bhat. J. Appl. Phys., **53**, 1641 (1988).
- [5] P. Mitra, Y.L. Tyan, F.C. Case, R. Starr, M.B. Reine. J. Electron. Mater., **25**, 1328 (1996).
- [6] S.E. Schacham, E. Finkman. J. Appl. Phys., **57**, 2001 (1985).
- [7] V.C. Lopes, A.J. Syllaios, M.C. Chen. Semicond. Sci. Technol., **8**, 824 (1993).
- [8] R. Fastow, Y. Nemirovsky. J. Vac. Sci. Technol. A, **8**, 1245 (1990).
- [9] D.E. Lacklison, P. Capper. Semicond. Sci. Technol., **2**, 33 (1987).
- [10] А.В. Чилиясов, А.Н. Моисеев, Б.С. Степанов, К.Е. Савлинов, А.П. Котков, Н.Д. Гришнова. Успехи прикладной физики, **1** (2), 213 (2013).
- [11] L.F. Lou, W.H. Frye. J. Appl. Phys., **56**, 2253 (1984).
- [12] S.D. Yoo, K.D. Kwack. J. Appl. Phys., **83**, 2586 (1998).
- [13] C.E. Jones, K. James, J. Merz, R. Braunstein, M. Burd, M. Eetemadi, S. Hutton, J. Drumheller. J. Vac. Sci. Technol. A, **3**, 131 (1985).
- [14] S. Krishnamurthy, T.N. Casselman. J. Electron. Mater., **29**, 828 (2000).
- [15] M.C. Chen, L. Colombo, J.A. Dodge, J.H. Tregilgas. J. Electron. Mater., **24**, 539 (1995).
- [16] P.Y. Emelie, S. Velicu, C.H. Grein, J.D. Phillips, P.S. Wijewarnasuriya, N.K. Dhar. J. Electron. Mater., **37**, 1362 (2008).

Редактор Л.В. Шаронова

## Electrical properties of *p*-type undoped and arsenic-doped $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ epilayers with $x \approx 0.4$ grown by MOCVD

V.S. Evstigneev<sup>1,2</sup>, V.S. Varavin<sup>3</sup>, A.V. Chilyasov<sup>1</sup>, V.G. Remesnik<sup>3</sup>, A.N. Moiseev<sup>1,2</sup>, B.S. Stepanov<sup>1</sup>

<sup>1</sup> G.G. Devyatykh Institute of Chemistry of High-Purity Substances, Russian Academy of Sciences, 603951 Nizhny Novgorod, Russia

<sup>2</sup> Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, 603950 Nizhny Novgorod, Russia

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

**Abstract** The temperature dependences of carrier concentration and minority carrier lifetime in *p*-type undoped and As-doped  $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$  with  $x = 0.4$  grown by MOCVD-IMP are investigated. Temperature dependences of carrier concentration can be described by the model which is taking into account the presence of one acceptor and one donor states. Acceptor ionization energies in undoped and As-doped materials were 14 and 3.6 meV, respectively. Main recombination mechanism in undoped layers is Shockley–Read–Hall recombination. After annealing in mercury atmosphere ( $230^\circ\text{C}$ , 24h) the main recombination mechanism is radiative recombination. Fundamental lifetime limit in As-doped material resulted by Auger-7 process. Activation annealing ( $360^\circ\text{C}$ , 2h) of As-doped layers allow to reach 100% arsenic activation.