

03

## Электрофизические свойства пленок $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ( $x = 0.3$ ), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Si(013)

© В.С. Варавин, Д.В. Марин, М.В. Якушев

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН,  
Новосибирск, Россия

E-mail: yakushev@isp.nsc.ru

(Поступила в Редакцию 22 июля 2015 г.)

Исследованы электрофизические свойства нелегированных и легированных индием в процессе роста пленок  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.3$ . После выращивания пленки подвергались температурным обработкам в парах ртути. Магнетопольные зависимости эффекта Холла в диапазоне магнитных полей 0.05–1.0 Т при 77 К объясняются наличием в пленках двух типов электронов: с высокой и низкой подвижностями. Температурные зависимости времени жизни неосновных носителей в интервале 77–300 К указывают на присутствие в пленках после роста ловушек двух типов, имеющих разное энергетическое положение. Отжиг при насыщенном давлении паров ртути увеличивает время жизни за счет подавления рекомбинационных центров, которые могут быть связаны с ростовыми дефектами в гетероструктурах  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}/\text{Si}$ .

Работа выполнена при поддержке гранта Минобрнауки РФ RFMEFI60414X0134.

Полупроводниковый материал  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  (кадмий–ртуть–теллур — КРТ) является базовым для фокальных матричных фотоприемников в атмосферных окнах прозрачности 3–5 и 8–12  $\mu\text{m}$ . На его основе изготавливаются как фоторезисторные, так и фотодиодные инфракрасные фотоприемники. В настоящее время большой интерес представляют многослойные структуры КРТ со слоями разного типа проводимости, получаемые в процессе выращивания методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Такие структуры необходимы прежде всего для создания двухцветных и многоцветных приемников [1], а также для оптимизации структур для многоэлементных фотоприемников.

Нелегированные пленки используются для изготовления матричных диодных фотоприемников по классической технологии создания  $n$ – $p$ -переходов с помощью имплантации ионов бора в базовый слой  $p$ -типа проводимости [2,3]. При этом  $p$ -тип КРТ получают за счет образования вакансий ртути при повышенной температуре. Более перспективной является технология получения  $p$ – $n$ -фотодиодов, изготовленных на подложках  $n$ -типа проводимости [4]. В этом случае диоды имеют существенно меньший темновой ток и устойчивы к воздействию повышенных температур. Базовый слой  $n$ -типа получают с помощью легирования КРТ индием в процессе выращивания. Слой  $p$ -типа проводимости получают либо легированием мышьяком в процессе выращивания, либо ионной имплантацией атомов мышьяка. Для перевода атомов мышьяка в акцепторное состояние в обоих случаях применяют активационный двухстадийный отжиг.

Легирование в процессе роста позволяет также получать материал с высокой воспроизводимостью параметров и улучшает его стабильность при внешних технологических воздействиях. Самой распространенной

и изученной донорной примесью в КРТ является индий. Преимущества этой примеси заключаются в ее высокой электрической активности в КРТ при рабочих уровнях легирования (до  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ ), и считается, что индий не влияет на концентрацию собственных дефектов. Легирование индием широко используется при выращивании КРТ методом МЛЭ.

Кроме того, в последние годы наблюдается повышенный интерес к квантовым ямам на основе твердого раствора  $\text{CdHgTe}$ , которые обладают рядом интересных свойств. Возможность получения произвольной ширины запрещенной зоны вплоть до нуля [5] делает эти структуры перспективными для применения в области инфракрасной и терагерцевой оптоэлектроники [6]. Квантовые ямы на основе КРТ с инвертированной зонной структурой являются двумерными топологическими изоляторами [7] (т.е. в них имеются локализованные на краях образца состояния с нулевой шириной запрещенной зоны, для которых спин электрона определяется направлением движения). Особенности структуры волновых функций зоны проводимости в инвертированных квантовых ямах приводят к сильным спин-зависимым эффектам, которые делают такие ямы перспективными для спинтроники [8]. Все это вместе взятое стимулирует экспериментальные и теоретические исследования гетероструктур  $\text{CdHgTe}$ .

Целью настоящей работы является исследование электрофизических параметров нелегированных и легированных индием пленок  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.3$ , выращенных методом МЛЭ на подложках Si(013).

Исследовались эпитаксиальные пленки  $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$  с  $x \approx 0.3$ , выращенные методом МЛЭ на подложках Si (013) диаметром 76.2 mm. Толщина пленок составляла 6–8  $\mu\text{m}$ . На границах пленки имели варизонные слои с увеличением  $x$  до 0.5 к поверхности для снижения влияния поверхностной рекомбинации

на время жизни неосновных носителей. Нелегированные пленки после выращивания имели  $n$ -тип проводимости со следующими параметрами (при 77 К): концентрация электронов  $(2-6) \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , подвижность  $7000-14000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Время жизни неосновных носителей при 300 К составляло от нескольких сот наносекунд до  $2 \mu\text{s}$ .

Легирование индием в процессе выращивания методом МЛЭ осуществлялось потоком In из дополнительного источника типа Кнудсена, величина потока задавалась изменением температуры источника индия в интервале  $430-460^\circ\text{C}$ . Пленки легировались по всей толщине, при этом все режимы роста оставались такими же, как для нелегированных пленок. В работе [9] было показано, что индий при легировании пленок КРТ в процессе выращивания методом МЛЭ является донором и проявляет 100% активность. Легированные пленки имели (при 77 К) концентрацию электронов  $(1.5-3.7) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , подвижность  $25000-40000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ .

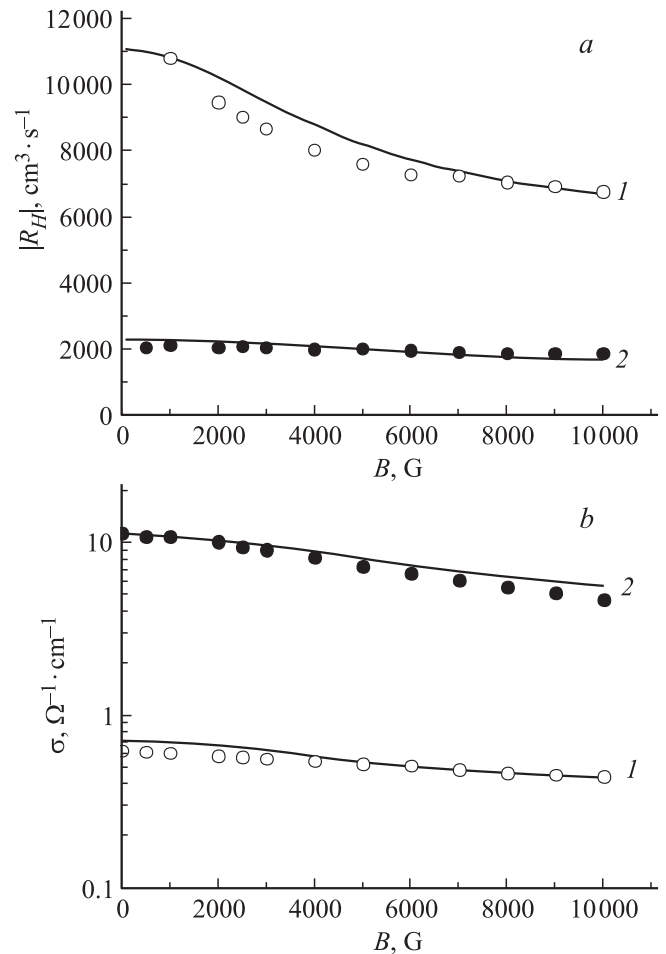
После роста пленки подвергались следующим дополнительным термообработкам: 1) отжиг для получения  $p$ -типа проводимости, который осуществляется при низком давлении паров ртути ( $10^{-5} \text{ atm}$ ) в атмосфере инертного газа в течение  $15-20 \text{ h}$  при  $T = 250-260^\circ\text{C}$ ; 2) двухстадийный отжиг в режиме активации мышьяка, который проводится при насыщенном давлении паров ртути (первая стадия —  $2 \text{ h}$  при  $T = 360^\circ\text{C}$ , вторая стадия —  $24 \text{ h}$  при  $T = 225^\circ\text{C}$ ). Первая стадия нужна для перевода атомов мышьяка в подрешетку теллура, в которой они становятся акцепторами, а вторая стадия необходима для заполнения вакансий ртути, образующихся на первой стадии. Кроме того, проводились отжиги только для заполнения вакансий ртути (при насыщенном давлении паров в течение  $24 \text{ h}$  при  $T = 225^\circ\text{C}$ ).

Электрофизические параметры легированных и нелегированных пленок после роста и последующих термообработок показаны в таблице.

Для структур после роста в таблице указан диапазон измеренных значений времени жизни по площади структуры. В таблице приведены также эффективные значения концентрации  $n$  и подвижности  $\mu$ , рассчитанные на основе измерений при малом ( $0.05 \text{ T}$ ) значении магнитного поля в предположении наличия в образце одного типа носителей заряда. Возможная слоистая неоднородность параметров по толщине пленок не учитывалась.

Однако в случае присутствия в образце нескольких типов носителей с разными подвижностями, что возможно в случае слоистой неоднородности, должны наблюдаться магнетополевые зависимости коэффициента Холла и проводимости [9]. Эти зависимости были измерены в пленках после роста в диапазоне магнитных полей  $0.05-1.0 \text{ T}$  при температуре жидкого азота. На рис. 1,  $a, b$  показаны типичные зависимости для нелегированных и легированных индием структур.

При расчете магнетополевых зависимостей коэффициента Холла использовались следующие подгоночные



**Рис. 1.** Магнетополевые зависимости абсолютной величины коэффициента Холла ( $a$ ) и проводимости ( $b$ ). 1 — в нелегированной (№ 3 в таблице), 2 — в легированной индием (№ 11 в таблице) структуре КРТ. Точки — экспериментальные значения, сплошные линии — теоретический расчет по модели с двумя типами электронов.

значения: для нелегированной структуры концентрации и подвижности „быстрых“ и „медленных“ электронов составляют соответственно

$$n_1 = 8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}, \quad \mu_1 = 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1},$$

$$n_2 = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, \quad \mu_2 = 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1},$$

для легированной —

$$n_1 = 1.8 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, \quad \mu_1 = 3.5 \cdot 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1},$$

$$n_2 = 4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, \quad \mu_2 = 4 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}.$$

Подгоночные значения при расчете магнетополевых зависимостей проводимости: для нелегированной структуры составляют

$$n_1 = 8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}, \quad \mu_1 = 3 \cdot 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1},$$

$$n_2 = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}, \quad \mu_2 = 2 \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1},$$

Электрофизические параметры пленок КРТ

Номер структуры	Толщина, $h, \mu m$	$x$	$n_{77}, p_{77}, cm^{-3}$	$\mu_{77}, cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$	$\tau_{77}, \mu s$	Примечание
Нелегированные пленки КРТ						
1	6.5	0.298	$n = 4.7 \cdot 10^{14}$ $p = 8.1 \cdot 10^{15}$	$1.4 \cdot 10^4$ 330	0.25–0.32 0.03	После роста После отжига для получения $p$ -типа
2	7.5	0.298	$n = 2.1 \cdot 10^{14}$	$1.4 \cdot 10^4$	0.33–0.56	После роста
3	7.3	0.300	$n = 4.3 \cdot 10^{14}$ $p = 8.6 \cdot 10^{15}$	$7.0 \cdot 10^3$ 390	0.25–0.49 0.02	»»» »»» После отжига для получения $p$ -типа
4	7.4	0.299	$n = 5.9 \cdot 10^{14}$ $p = 7.5 \cdot 10^{15}$	$7.0 \cdot 10^3$ 370	0.34–0.65 –	После роста После отжига для получения $p$ -типа
5	7.6	0.294	$n = 6.0 \cdot 10^{14}$ $n = 4.6 \cdot 10^{14}$ $p = 1.1 \cdot 10^{16}$	$7.5 \cdot 10^3$ $4.7 \cdot 10^3$ 340	0.8–1.3 4.7 0.02	После роста После активационного отжига После отжига для получения $p$ -типа
6	7.8	0.299	$n = 5.3 \cdot 10^{14}$ $p = 9.3 \cdot 10^{15}$	$9.0 \cdot 10^3$ 390	1.0–1.7 0.02–0.03	После роста После отжига для получения $p$ -типа
7	7.9	0.295	$n = 2.6 \cdot 10^{14}$ $p = 1.0 \cdot 10^{16}$	$7.0 \cdot 10^3$ 390	1.2–3.30 0.02–0.03	После роста После отжига для получения $p$ -типа
Легированные индием пленки КРТ						
8	8.0	0.300	$n = 3.7 \cdot 10^{15}$ $n = 3.7 \cdot 10^{15}$	$2.5 \cdot 10^4$ $2.6 \cdot 10^4$	0.10–0.22 1.1	После роста После активационного отжига
9	8.0	0.302	$n = 2.3 \cdot 10^{15}$ $n = 3.0 \cdot 10^{15}$	$2.5 \cdot 10^4$ $3.0 \cdot 10^4$	0.20–0.43 1.1–1.4	После роста После активационного отжига
10	7.5	0.299	$n = 1.5 \cdot 10^{15}$	$2.5 \cdot 10^4$	0.21–0.43	После роста
11	7.6	0.300	$n = 1.5 \cdot 10^{15}$	$3.9 \cdot 10^4$	0.12–0.34	»»» »»»

для легированной —

$$n_1 = 1.5 \cdot 10^{15} cm^{-3}, \quad \mu_1 = 3.8 \cdot 10^4 cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1},$$

$$n_2 = 4 \cdot 10^{15} cm^{-3}, \quad \mu_2 = 3 \cdot 10^3 cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}.$$

Видно, что для каждой из структур зависимости проводимости и коэффициента Холла подгоняются с использованием близких значений параметров для каждого типа электронов.

Как следует из рисунков, магнетопольные зависимости хорошо описываются присутствием в образцах двух типов электронов: с высокой —  $(3-4) \cdot 10^4 cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$  — и низкой —  $(2-5) \cdot 10^3 cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$  — подвижностью. Аналогичное поведение имели пленки КРТ с  $x \approx 0.22$ , выращенные нами на подложках GaAs [10]. В указанной работе предполагается слоистая неоднородность: электроны с высокой подвижностью присутствуют в рабочем слое, а электроны с низкой подвижностью — в прилегающем к буферу CdTe дефектном слое КРТ. Теоретическая подгонка магнетопольных зависимостей показывает, что в рабочем слое как нелегированной, так и легированной структуры подвижность электронов высокая. В обеих структурах присутствуют малоподвижные электроны с концентрацией около  $(1-4) \cdot 10^{15} cm^{-3}$  (в расчете на всю толщину КРТ), которые, вероятно, локализованы в дефектном слое у границы раздела КРТ с буферным слоем. Расчет показывает, что концентрация электронов

в рабочем слое нелегированной структуры может быть менее  $10^{14} cm^{-3}$ . И при наличии дефектного слоя это приводит к тому, что эффективная подвижность, рассчитанная на основе холловских измерений при малых значениях магнитного поля по модели с одним типом электронов, имеет малые значения:  $(5-10) \cdot 10^3 cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$  (см. таблицу).

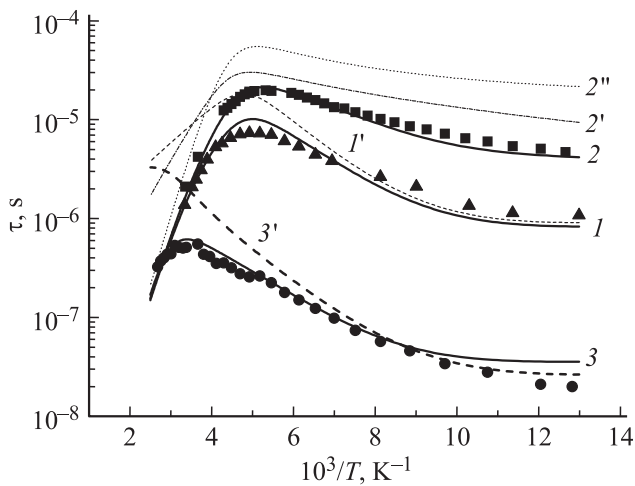
В пленках, легированных индием и подвергнутых активационному отжигу, как видно из таблицы, не наблюдается существенных изменений концентрации и подвижности носителей (электронов). Поэтому такой материал можно использовать в качестве базы для фотодиодных матричных приемников средневолнового диапазона на основе архитектуры  $p-n$ -переходов, изготовленных на подложках  $n$ -типа проводимости, с  $p$ -областью, легированной мышьяком.

Еще одним важным для фотоприемников параметром материала является время жизни неосновных носителей.

Для выявления механизмов рекомбинации носителей в пленках КРТ с  $x \approx 0.3$ , выращенных методом МЛЭ, были исследованы температурные зависимости времени жизни после роста и при различных обработках. Результаты показаны на рис. 2 и 3.

Влияние термообработок на время жизни для нелегированной структуры (№ 5 в таблице) показано на рис. 2.

Подгоночные параметры, использованные для расчета кривых  $I$  и  $I'$  концентрация электронов  $n = 5 \cdot 10^{14} cm^{-3}$ ,



**Рис. 2.** Влияние термообработок на температурные зависимости времени жизни в образцах из структуры № 5. Треугольники — экспериментальные значения в образце после роста, квадраты — после активационного отжига, кружки — после отжига для получения  $p$ -типа. Сплошные кривые  $1-3$  — расчет результирующего времени жизни с учетом рекомбинации: излучательной, Оже и Шокли–Рида. Кривые  $2'$  и  $2''$  — расчет для Оже- и излучательной рекомбинации соответственно в образце после активационного отжига. Кривые  $1'$  и  $3'$  — расчет для рекомбинации Шокли–Рида в образцах после роста и после отжига для получения  $p$ -типа.

концентрация ловушек  $N_t = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ; для кривых  $2$ ,  $2'$  и  $2''$   $n = 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , концентрация ловушек  $N_t = 6 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ ; для кривых  $3$  и  $3'$  концентрация дырок  $p = 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , концентрация ловушек  $N_t = 1 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ . Для всех кривых энергия ловушек  $E_t = 0.055 \text{ eV}$  выше потолка валентной зоны,  $x = 0.3$ .

Видно, что после отжига для получения  $p$ -типа проводимости (за счет образования вакансий ртути) время жизни уменьшается по сравнению с образцом после роста и при температуре жидкого азота составляет несколько десятков наносекунд (зависимость  $3$  на рис. 2), что согласуется с литературными данными для вакансионно-легированного материала КРТ, выращенного другими методами. Температурная зависимость для этого случая описывается с привлечением большой концентрации ловушек, связанных с вакансиями ртути. При низких температурах преобладает вклад рекомбинации Шокли–Рида.

После активационного отжига, наоборот, время жизни при азотной температуре заметно возрастает (зависимость  $2$  на рис. 2). Теоретически эта зависимость и зависимость после роста хорошо описываются с привлечением ловушек с одинаковой энергией, но с существенно меньшей (на порядок) концентрацией для зависимости  $2$ .

Нужно отметить, что после отжига для заполнения вакансий (при насыщенном давлении паров ртути,  $T = 225^\circ\text{C}$ ,  $t = 24 \text{ h}$  и без высокотемпературной стадии)

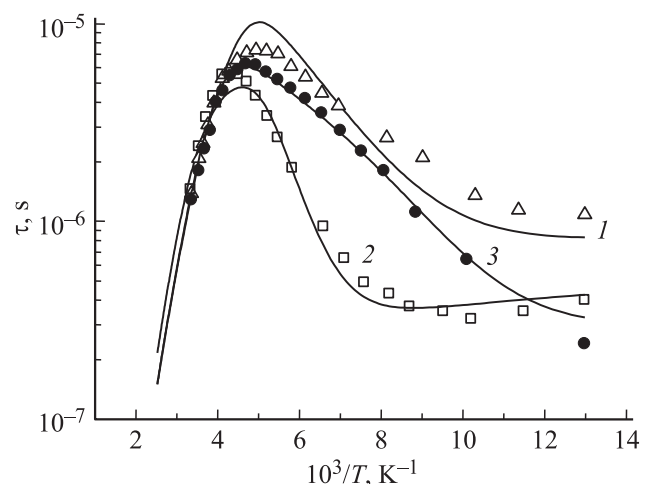
экспериментальная температурная зависимость времени жизни для образца из структуры № 5 (на рис. 2 не приведена) практически совпадает с температурной зависимостью после активационного отжига (квадраты на рис. 2). Из этого можно заключить, что для подавления рекомбинационных центров, связанных с дефектами, достаточно отжига при относительно низкой температуре (около  $220^\circ\text{C}$ ).

Теоретические температурные зависимости времени жизни рассчитывались согласно работе [11]. Использовались следующие значения подгоночных параметров: интеграл перекрытия при расчете Оже-рекомбинации  $|F_1 F_2| = 0.22$  и коэффициент  $\gamma = 3$  в формуле  $\tau_{A7}^i = \gamma \tau_{A1}^i$  [11]. Наиболее неопределенными являются значения сечений захвата для электронов и дырок при расчете рекомбинации Шокли–Рида  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$ . В литературе приводятся значения в диапазоне от  $10^{-18}$  до  $10^{-11} \text{ cm}^2$  [12].

Мы использовали в расчетах значения  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  в диапазоне  $10^{-16} - 10^{-15} \text{ cm}^2$ , что близко к данным работ [13,14].

Нужно отметить, что в структурах после роста наблюдалось существенное различие температурных зависимостей при низких температурах, как можно видеть из рис. 3 (зависимости  $1$  и  $2$ ).

Как видно из рисунка, температурные зависимости времени жизни в образцах после роста при высоких температурах ( $> 200 \text{ K}$ ) определяются Оже-рекомбинацией, а при меньших температурах во всех образцах присутствует рекомбинация Шокли–Рида. Из расчетов следует, что лучшие результаты подгонки получаются, если использовать разную энергию положения ловушек:  $E_{t1} = 0.055 \text{ eV}$  для зависимости  $1$  и  $E_{t2} = 0.130 \text{ eV}$  для



**Рис. 3.** Температурные зависимости времени жизни в образцах после роста:  $1$  — нелегированная структура (№ 5 в таблице),  $2$  — нелегированная структура (№ 2 в таблице),  $3$  — легированная индием в процессе роста структура (№ 11 в таблице). Точки — экспериментальные значения, сплошные линии — расчет результирующего времени с учетом рекомбинации: излучательной, Оже и Шокли–Рида.

зависимости 2. Температурная зависимость для легированного индием образца описывается с привлечением ловушек, имеющих энергию  $E_t = 0.060$  eV и концентрацию  $4 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ .

Таким образом, в пленках после роста могут преобладать разные типы ловушек. Ловушками предположительно могут являться дефекты, связанные с двойниками и дефектами упаковки в пленке КРТ на подложках Si.

По сравнению с пленками КРТ, выращенными методом МЛЭ на подложках GaAs, в пленках КРТ на подложках Si времена жизни при температуре жидкого азота примерно на порядок меньше и составляют  $0.3-1.5 \mu\text{s}$ . Это может быть вызвано большим рассогласованием параметров кристаллических решеток в системе КРТ/Si по сравнению с характерным для КРТ/GaAs, что приводит к большей дефектности и соответственно к большему количеству ловушек.

Таким образом, из результатов полученных в работе следуют выводы. Магнетополевые зависимости в пленках КРТ/Si с  $x \approx 0.3$ , выращенных методом МЛЭ, хорошо описываются присутствием в образцах двух типов электронов: с высокой —  $(3-4) \cdot 10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  — и низкой —  $(2-5) \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  — подвижностью.

Концентрация электронов в рабочем слое нелегированной структуры после роста может быть менее  $10^{14} \text{ cm}^{-3}$ , и при наличии дефектного слоя, где локализованы электроны с низкой подвижностью, это приводит к тому, что эффективная подвижность, рассчитанная для одного типа электронов, может иметь малые значения:  $(5-10) \cdot 10^3 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ .

Легирование индием в процессе роста позволяет получать материал *n*-типа проводимости с концентрацией  $(1-10) \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ , устойчивый к воздействию активационного отжига, что позволяет использовать его в качестве базы при изготовлении *p-n*-фотодиодов на подложках *n*-типа проводимости для диапазона длин волн  $3-5 \mu\text{m}$ .

Экспериментальные температурные зависимости времени жизни неосновных носителей в образцах после роста описываются с привлечением ловушек, имеющих разное энергетическое положение. Ловушки предположительно могут быть связаны с дефектами роста кристаллической структуры КРТ/Si, вызванными сильным рассогласованием решеток КРТ и Si.

В вакансионном материале *p*-типа проводимости время жизни при температуре жидкого азота составляет несколько десятков наносекунд и определяется преимущественным действием рекомбинации Шокли-Рида с концентрацией ловушек около  $10^{15} \text{ cm}^{-3}$  и  $E_t = 0.055$  eV, что согласуется с литературными данными для материала КРТ, выращенного другими методами.

Отжиг для заполнения вакансий, так же как и активационный отжиг, приводит к увеличению времени жизни в несколько раз по сравнению с величиной, характерной для образцов после роста. Следовательно, для подавления рекомбинационных центров, связанных с дефектами, присутствующими в пленках КРТ/Si, выра-

щенных методом МЛЭ, после роста, достаточно отжига при относительно низкой температуре (около  $220^\circ\text{C}$ ).

## Список литературы

- [1] G. Destefanis, J. Baylet, J. Rothman, J.P. Camonial, A. Million. *J. Electron. Mater.* **36**, 1031 (2007).
- [2] G. Destefanis. *J. Cryst. Growth* **86**, 700 (1988).
- [3] G. Destefanis, P. Tribolet, M. Vuillermet, D.B. Lanfrey. *Proc. SPIE* **8012**, 801235 (2011).
- [4] N. Baier, L. Mollard, O. Gravrand, G. Bourgeois, J.-P. Zanatta, G. Destefanis, P. Pidancier, L. Tauziède, A. Bardoux. *Proc. SPIE* **8353** 83532N (2012).
- [5] B.A. Bernevig, T.L. Hughes, S.-C. Zhang. *Science*, **314**, 5806, 1757 (2006).
- [6] J.N. Schulman, T.C. McGill. *Appl. Phys. Lett.* **34**, 10, 663 (1979).
- [7] M. König, S. Wiedmann, C. Brüne, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, X.-L. Qi, S.-C. Zhang. *Science* **318**, 5851, 766 (2007).
- [8] X.C. Zhang, A. Pfeuffer-Jeschke, K. Ortner, V. Hock, H. Buhmann, C.R. Becker, G. Landwehr. *Phys. Rev. B* **63**, 24, 245305 (2001).
- [9] E. Finkman, Y. Nemirovsky. *J. Appl. Phys.* **53**, 2, 1052 (1982).
- [10] В.С. Варавин, С.А. Дворецкий, Д.Г. Икусов, Н.Н. Михайлов, Ю.Г. Сидоров, Г.Ю. Сидоров, М.В. Якушев. *ФТП* **42**, 6, 664 (2008).
- [11] V.C. Lopes, A.J. Syllaios, M.C. Chen. *Semicond. Sci. Technol.* **8**, 824 (1993).
- [12] H. Koçer, Y. Durna, M. Demir, O.H. Tekbaş. *Savunma Bilimleri Dergisi* **11**, 1, 41 (2012).
- [13] P. Martyniuk, W. Gawron. *Metrol. Meas. Syst.* **XXI**, 4, 675 (2014).
- [14] P. Martyniuk, A. Kozniowski, A. Keblowski, W. Gawron, A. Rogalski. *Opto-Electron. Rev.* **22**, 2, 118 (2014).