

СРАВНЕНИЕ ТОКОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОДИОДОВ, СФОРМИРОВАННЫХ НА ПЛЕНКАХ CdHgTe, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДАМИ МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ И ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ, ДЛЯ СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА 8–12 мкм

© 2009 г. Е. В. Андреева**, В. С. Варавин*, канд. физ.-мат. наук;
В. В. Васильев*, канд. физ.-мат. наук; Ж. В. Гуменюк-Сычевская**, канд. физ.-мат. наук;
С. А. Дворецкий*, канд. физ.-мат. наук; Н. Н. Михайлов*, канд. физ.-мат. наук;
З. Ф. Цибрий**, канд. физ.-мат. наук; Ф. Ф. Сизов**, доктор физ.-мат. наук

* Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск

** Институт физики полупроводников НАН Украины, г. Киев, Украина

E-mail: gumenjuk@isp.kiev.ua

Проведено сравнение темновых токов и дифференциального сопротивления фотодиодов, полученных при ионном легировании бором слоев теллурида кадмия и ртути (КРТ) p -типа проводимости, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ). Вольт-амперные характеристики для диодов на слоях КРТ, выращенных методом МЛЭ с составом $x = 0,215$ и ЖФЭ ($x \approx 0,222$), характеризуются различными значениями тока насыщения (обратное смещение $-0,25$ В) $1-2$ и $5-10$ нА соответственно, несмотря на то что для вторых ширина запрещенной зоны больше. При этом максимальное дифференциальное сопротивление составляет 4×10^9 и 5×10^7 Ом для диодов на основе МЛЭ- и ЖФЭ-слоев соответственно. Экспериментальные данные сравниваются с расчетными. Численное моделирование показало, что для МЛЭ-структур при малых смещениях темновой ток ограничивается диффузионным током и током типа Шокли-Рида-Холла вне $n-p$ перехода, а в ЖФЭ-структурах существенен вклад токов через ловушки в обедненной области.

Ключевые слова: фотоприемники, пленки CdHgTe, молекулярно-лучевая эпитаксия, жидкофазная эпитаксия.

Коды OCIS: 160.1890, 040.3060, 230.5160, 230.4170, 310.6860.

Поступила в редакцию 08.08.2009.

Введение

Одной из фундаментальных физических характеристик инфракрасных (ИК) фотодиодов, которые применяются в многоэлементных (матричных или линейчатых) фотоприемных устройствах (ФПУ) с кремниевыми схемами считывания, являются процессы токопереноса через $p-n$ -переход (темновой ток), которые определяют дифференциальное сопротивление. Эти характеристики фотодиодов при температурах эксплуатации (77 К) в длинноволновой области ИК спектра (8–12 мкм) должны быть согласованы с параметрами современных кремниевых интегральных схем считывания (КСС), имеющих сопротивление входных устройств для каждого из фотодиодов более 10^8 Ом и емкость накопительных ячеек порядка 2×10^7 электронов (e^-). Время накопления сигнала будет определяться

временем заполнения накопительных емкостей КСС током носителей заряда, генерированных потоком излучения. Для спектральной области чувствительности 8–12 мкм и холодной диафрагмы ФПУ с диафрагменным числом $F/2$ времена накопления для фотодиодов на основе CdHgTe (КРТ) площадью 25×25 мкм² и величиной накопительного заряда $N \approx 2 \times 10^7 e^-$ составляют $\tau \approx 20$ мкс при температуре фона 300 К.

Для реализации больших времен накопления сигнала необходимо обеспечить в фотодиодах условия переноса заряда только за счет диффузионного тока, определяющего предельные электрические характеристики. Существуют также дополнительные каналы протекания тока, которые снижают качество фотодиодов.

Данная работа посвящена сравнению токовых параметров фотодиодов спектрального диапазона 8–12 мкм, полученных на гетероэпитакси-

альных слоях (ГЭС) КРТ p -типа проводимости, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), и слоях КРТ, выращенных методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), при близких параметрах ионного легирования бором. Измерены вольт-амперные характеристики (ВАХ) фотодиодов и проведено их сравнение с данными, полученными при моделировании процессов токопереноса, на основе уравнений баланса носителей на уровнях ловушек донорного типа в запрещенной зоне с учетом двух токовых механизмов: туннелирования через ловушки (ТЛ) и генерации/рекомбинации Шокли-Рида-Холла (ШРХ). Другие существенные механизмы тока (без участия ловушек) рассматривались как аддитивные. Кроме того, проведен анализ литературных данных по таким фотодиодам, изготовленным методом ЖФЭ.

Эксперимент

Измерение ВАХ и дифференциального сопротивления фотодиодов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,215$), полученных имплантацией бора, были выполнены при температуре $T = 77$ К. Фотодиоды формировались в варизонных ГЭС КРТ p -типа проводимости, полученных методом МЛЭ на подложках (013) GaAs с последующим термическим отжигом (рис. 1а). Состав ГЭС КРТ МЛЭ изменялся от $x \approx 0,35$ на границе с буферным слоем CdTe до $x \approx 0,215$ в фоточувствительном слое толщиной $d \approx 8-11$ мкм, и затем выращивался широкозонный варизонный слой до $x \approx 1$ на поверхности структуры. При изменении толщины фоточувствительных слоев в этих пределах длинноволновая граница фоточувствительности изменяется на $\Delta\lambda \approx 0,3$ мкм при неизменном химическом составе слоя [1]. Фотография сечения слоев гетероструктуры CdHgTe/CdZnTe, выращенной методом ЖФЭ, показана на рис. 1б.

Формирование областей n -типа проводимости производилось имплантацией ионов бора с энергией 50 кэВ и дозой $3 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ [2, 3]. Переходы $n-p$ формируются в результате диффузии междуузельной ртути из слоя вблизи поверхности и их аннигиляции с вакансиями ртути [4, 5], в результате чего возникает профиль n^+-n^-p , где n^+ -слой глубиной порядка 1 мкм от поверхности и n^-p -переход располагаются на глубине от 2 до 4 мкм [3]. В работе [6] показано, что донорный уровень, связанный с междуузельной ртутью, расположен на $(0,65-0,75)E_g$ от потолка валентной зоны, где E_g – ширина запрещенной зоны.

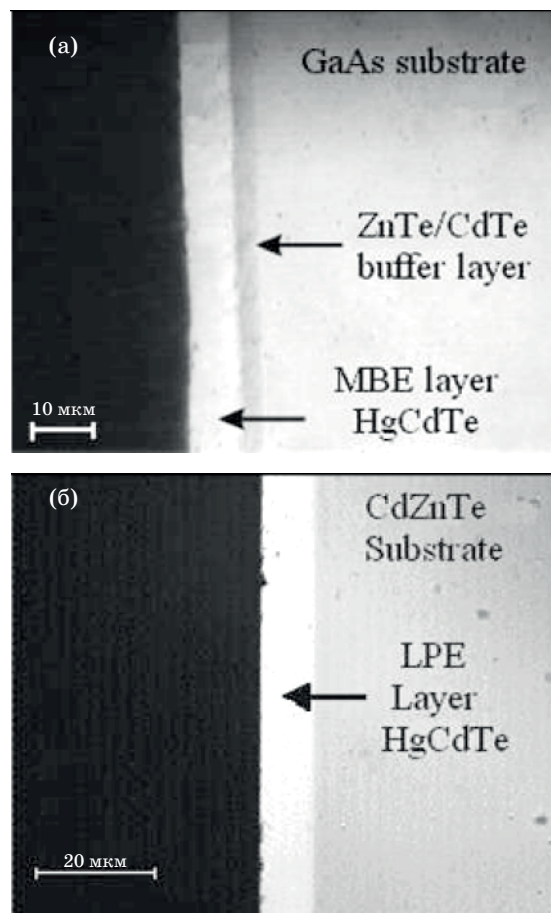


Рис. 1. Фотография поперечного сечения гетероструктуры: а – HgCdTe/CdTe ZnTe/GaAs, выращенной методом МЛЭ; б – HgCdTe/CdZnTe, выращенной методом ЖФЭ.

Измерения ВАХ фотодиодов проводились микрозондовым методом в парах жидкого азота. Типичные ВАХ и зависимости дифференциального сопротивления от напряжения смещения для фотодиодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ показаны на рис. 2, а на основе ЖФЭ – на рис. 3. Различными символами отмечены экспериментальные значения, сплошные линии – расчетные кривые. Средние значения темновых токов МЛЭ-фотодиодов, определенные из измерений 30 диодов при температуре $T = 77$ К методом случайной выборки при обратном смещении -200 мВ, не превышали $1-2$ нА (при площади диода $27,5 \times 10^{-6} \text{ см}^2$); дифференциальное сопротивление фотодиодов составляло 4×10^9 Ом. Темновой ток более чем на порядок меньше фототока, обусловленного излучением при температуре фона 300 К, и поэтому подобные фотодиоды позволяют реализовать эквивалентную шуму разность температур NETD ≈ 9 мК,

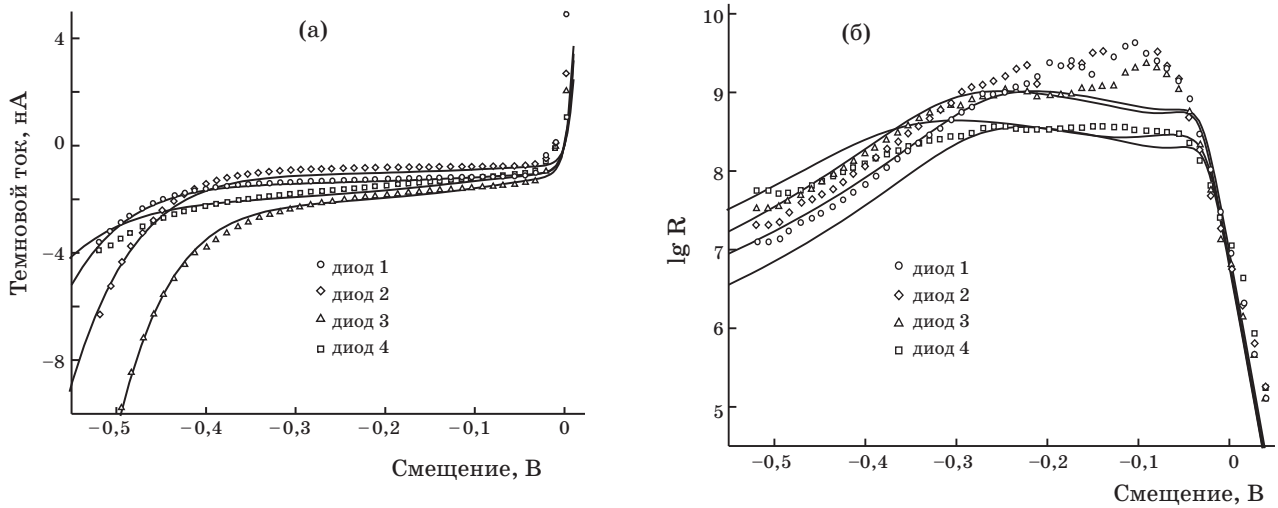


Рис. 2. Экспериментальные (символы) и расчетные (линии) ВАХ (а) и зависимости логарифма дифференциального сопротивления (б) выборки МЛЭ-фотодиодов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,215$, $\lambda_{co} \approx 11,6$ мкм) при $T = 77$ К. Значения параметров, использованные для моделирования, приведены в таблице.

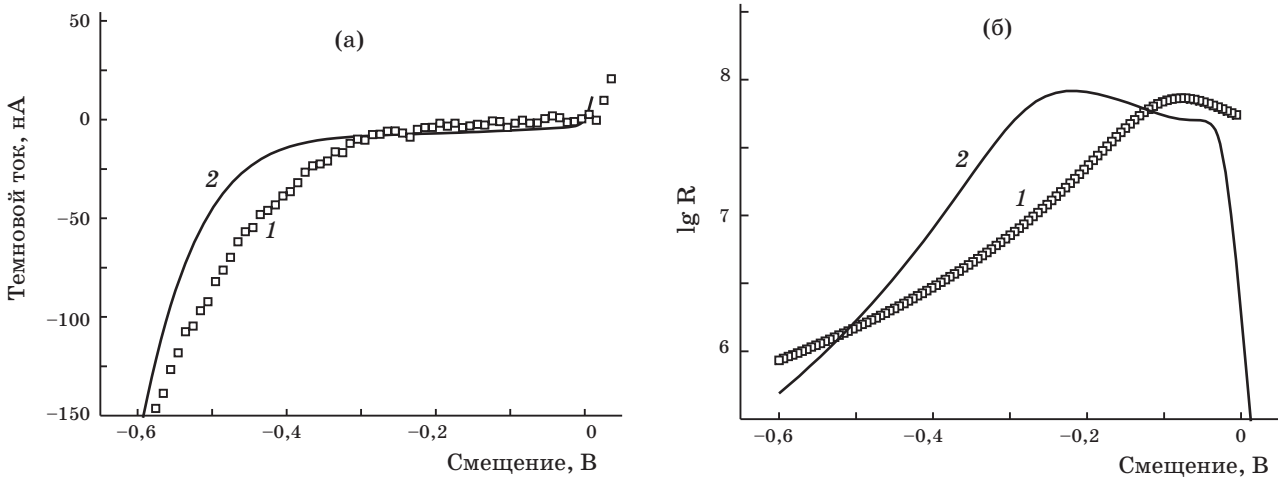


Рис. 3. Экспериментальные (1) и расчетные (2) ВАХ (а) и зависимости логарифма дифференциального сопротивления (б) ЖФЭ-фотодиода ($x \approx 0,222$, $\lambda_{co} = 10,3$ мкм) при $T = 77$ К, $A = 2,75 \times 10^{-5}$ см². Значения параметров, использованные для моделирования, приведены в таблице.

близкую к предельно возможным значениям для линейчатых ФПУ с временной задержкой и накоплением с холодной диафрагмой $F/2$ и накопительными емкостями кремниевых схем считывания $N \approx 2 \times 10^7$ электронов.

Темновой ток в рабочей области типичных хороших ЖФЭ-фотодиодов был порядка 5–10 нА при площади диода $27,5 \times 10^{-6}$ см², а дифференциальное сопротивление – порядка 5×10^7 Ом. Из рис. За видно, что темновой ток начинает резко увеличиваться при напряжении смещения более $-0,3$ В.

Моделирование токопереноса в $n^+ - p^- - p$ -фотодиодах и сравнение данных расчета с экспериментальными данными

Основными механизмами темнового тока в КРТ-фотодиодах являются диффузионный ток, межзонное туннелирование (МТ), оже-рекомбинация, ТЛ и рекомбинационный процесс ШРХ. Два последних механизма обусловлены процессами токопереноса через уровни ловушек в запрещенной зоне. Темп каждого механизма

зависит от степени заполнения таких ловушек. Учет этих процессов независимо друг от друга может дать значительное превышение токов через ловушки. Следовательно, необходим учет баланса носителей на каждой ловушке, что в приближении уравнений баланса [8] успешно применено для описания токовых характеристик фотодиодов на основе тройных соединений кадмий–ртуть–теллур и олово–свинец–теллур [9–11].

Вкратце суть метода уравнений баланса состоит в следующем: свободный носитель, находящийся в поле p - n -перехода, может быть захвачен на локализованный ловушечный центр

- при туннелировании электрона из зоны проводимости (ЗП) на незанятый центр;

- при туннелировании дырки из валентной зоны (ВЗ) на центр, занятый электроном, с последующей рекомбинацией на нем;

- при термической генерации электрона из ВЗ на пустой ловушке;

- при рекомбинации дырки с электроном на ловушке,

- а также эмитирован с ловушки обратными процессами.

Вероятность каждого из этих процессов определяется занятостью ловушки. Кроме того, в зависимости от координаты вдоль перехода и внешнего электрического поля, приложенного к p - n -переходу, некоторые из этих процессов оказываются разрешенными, а некоторые – запрещенными [8]. Для получения темпа рекомбинации через ловушки были использованы два приближения: постоянное поле в барьере (резкие p - n -переходы) и постоянный квазиуровень Ферми в барьере (для прямого и небольшого обратного напряжения смещения). Плотность генерационно-рекомбинационного тока получается интегрированием темпов рекомбинации вдоль p - n -перехода. Конечное выражение для тока принимает множество различных форм в зависимости от соотношений между шириной запрещенной зоны E_g , положением ловушечного уровня $E_t(x)$ и приложенной разностью потенциалов $q(V_0 - V)$. Кроме того, в уравнениях получаются интегралы, не имеющие аналитического решения, что препятствует получению формулы для тока в замкнутой форме. Поэтому задача решается численно. Свободными параметрами модели являются концентрация ловушечных центров N_t , энергия этих центров E_t , концентрации доноров и акцепторов N_d , N_a и время жизни носителей на ловушках τ_p , τ_n . Предполагалось, что сечение захвата на ловушки для электронов и дырок одинаково, поэтому $\tau_p = \tau_n$.

Другие темновые токи, такие как межзонное туннелирование, диффузионный ток, рекомбинация Оже, генерация/рекомбинация ШРХ в квазинейтральных областях, излучательная рекомбинация, рассматриваются как аддитивные и независимые друг от друга. Наибольший вклад дают диффузионный компонент, механизм ШРХ в квазинейтральной p -области, оже-1-процесс в n^+ -области и межзонное туннелирование. Туннелирование через ловушки и межзонное туннелирование в приближении Вентцеля–Крамерса–Бриллюэна рассматриваются в kp -приближении, учитывающем непараболичность закона дисперсии [11]. Межзонное туннелирование, так же как туннелирование с ловушек, сильно зависит от “геометрии” перехода и, следовательно, от N_a , N_d , и V . При этом концентрации примесей, получаемые при подгонке расчетных кривых, должны удовлетворять значениям диффузионного и туннельного токов при малых и больших обратных напряжениях смещения соответственно.

Токи, связанные с генерацией-рекомбинацией ШРХ в квазинейтральных n - и p -областях, существенны при небольших смещениях и сравнимы по величине с диффузионными токами (в приближении бесконечно широких n - и p -областей).

Оже-рекомбинация в обедненных областях пренебрежимо мала. По данным [12], оже-7-процесс может давать существенный вклад в p -областях. Из обзора [13] следует, что оже-1-процесс существенен при $T = 77$ К в образцах n -типа для концентраций n электронов более 10^{15} см $^{-3}$. По поводу того, какая рекомбинация доминирует в слоях p -типа проводимости – Оже, ШРХ или излучательная – единого мнения нет. Однако выполненные расчеты времени жизни по феноменологическим формулам [14] для концентраций носителей, полученных из эксперимента для МЛЭ-диодов, дают времена для оже-1 порядка 10^{-7} с, а для оже-7 – порядка 10^{-8} с, что гораздо меньше времен жизни, полученных нами на основе моделирования экспериментальных темновых токов. Рассчитанные значения токов рекомбинации с таким временем жизни будут значительно превышать полученные в эксперименте.

На основе значений параметров, приведенных в таблице, на рис. 2, 3 сплошными линиями показаны результаты расчета на основе предложенной модели для фотодиодов, полученных методами МЛЭ и ЖФЭ соответственно. Видно хорошее соответствие экспериментальных дан-

ных расчетным при параметрах модели, приведенных в таблице. При небольших обратных смещениях темновой ток аддитивно складывается из диффузионного тока и рекомбинационного тока ШРХ. Туннельные токи при таких смещениях практически отсутствуют. Из этого участка кривых путем подгонки находятся концентрации доноров и акцепторов N_d и N_a и время жизни носителей в обедненной области τ_p , τ_n , а также концентрация ловушек вне обедненного слоя N_{lv} (см. таблицу).

При больших значениях обратного напряжения смещения процессы туннелирования усиливаются. И межзонное туннелирование, и туннелирование через ловушки сильно зависят от параметров p - n -перехода и, следовательно, от концентрации доноров и акцепторов. Эти концентрации, найденные процедурой подгонки параметров, должны удовлетворять диффузионным токам при малых смещениях и туннельным токам при больших смещениях.

Уровень ловушек в запрещенной зоне имеет энергию $E_t = 0,7E_g$ над потолком валентной зоны и концентрацию центров $N_t = (1,0-5,5) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, сравнимую с концентрацией $N_d = (1,1-1,8) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ доноров в n -области. Концентрация акцепторов в p -слоях составляет $N_a \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, исследуемые фотодиоды, соответственно параметрам, полученным из модели для описания экспериментальных результатов, имели переход типа n^- - p . Модель

при таких входных параметрах дает следующие значения концентраций и подвижностей при $T = 77 \text{ К}$:

$$n_i = 1,2 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}, p_{p0} = 10^{16} \text{ см}^{-3}, n_{n0} = (1,4-1,8) \times 10^{15} \text{ см}^{-3};$$

$$\mu_n = 1,2 \times 10^5 \text{ см}^2/(\text{В с}), \mu_p = 5 \times 10^2 \text{ см}^2/(\text{В с}),$$

которые совпадают с данными [3] для аналогичных режимов имплантации бора. Таким образом, МЛЭ-диоды имеют низкие концентрации носителей в n -области из-за компенсации вакансий ртути междуузельной ртутью, генерируемой в приповерхностной области имплантируемым бором. Большие времена жизни в этой структуре связаны с наличием варизонного потенциала. Полученные времена жизни носителей заряда в области обедненного слоя и в квазинейтральной области оказались довольно высокими – $(0,7-2,0) \times 10^{-6} \text{ с}$ и $(5-10) \times 10^{-6} \text{ с}$ соответственно, но близкими временам жизни носителей, рассчитанным в [15] для данной варизонной структуры. Кроме того, поскольку $N_a \gg N_d$, n - p -переход смещен в n -область, где из-за компенсации вакансий ртути наблюдаются высокие значения времени жизни носителей и низкие концентрации рекомбинационных центров.

В ЖФЭ-структуре концентрации электронов в n -области несколько выше, чем в МЛЭ-структуре. При этом концентрации ловушечных центров на порядок выше, а времена жизни на порядок ниже в обедненной области, а в квазинейтральных областях тоже ниже примерно

Значения параметров, которые использовались для моделирования темновой ВАХ и дифференциального сопротивления фотодиодов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,215$, $\lambda_{co} \approx 10,3 \text{ мкм}$) (рис. 2, 3). E_t – энергия ловушки относительно потолка валентной зоны, N_a – концентрация акцепторов, N_d – концентрация доноров в n области, N_t – концентрация ловушек в области p - n перехода, N_{vt} – концентрация ловушек в объеме пленки, τ_n , τ_p , τ_{nv} , τ_{pv} – время нахождения электрона и дырки на ловушке в области p - n перехода и в объеме пленки

Параметр		Диоды				
Название	Обозначение	МЛЭ1	МЛЭ2	МЛЭ3	МЛЭ4	ЖФЭ
Энергия ловушки относительно потолка ВЗ	E_t	$0,7E_g$	$0,7E_g$	$0,7E_g$	$0,7E_g$	$0,7E_g$
Концентрация акцепторов	$N_a, \text{ см}^{-3}$	10^{16}	10^{16}	10^{16}	10^{16}	10^{16}
Концентрация доноров в n -области	$N_d, \text{ см}^{-3}$	$1,4 \times 10^{15}$	$1,8 \times 10^{15}$	$1,6 \times 10^{15}$	$1,4 \times 10^{15}$	$2,1 \times 10^{16}$
Концентрация ловушек в области p - n -перехода	$N_t, \text{ см}^{-3}$	3×10^{15}	10^{15}	$5,5 \times 10^{15}$	$1,5 \times 10^{15}$	6×10^{15}
Концентрация ловушек в объеме пленки	$N_{vt}, \text{ см}^{-3}$	1×10^{14}	$0,5 \times 10^{14}$	10^{14}	5×10^{14}	2×10^{15}
Время нахождения электрона и дырки на ловушке в области p - n -перехода и в объеме пленки	$\tau_n, \text{ с}$	2×10^{-6}	2×10^{-6}	$0,7 \times 10^6$	$0,8 \times 10^{-6}$	2×10^{-7}
	$\tau_p, \text{ с}$	2×10^{-6}	2×10^{-6}	$0,7 \times 10^6$	$0,8 \times 10^{-6}$	2×10^{-7}
	$\tau_{nv}, \text{ с}$	6×10^{-6}	10^{-5}	5×10^{-6}	$7,5 \times 10^{-6}$	3×10^{-9}
	$\tau_{pv}, \text{ с}$	6×10^{-6}	10^{-5}	5×10^{-6}	$7,5 \times 10^{-6}$	3×10^{-9}

E_g – ширина запрещенной зоны.

на 3 порядка. Это, по всей видимости, связано с наличием варизонного потенциала в МЛЭ-структуре. Повышение эффективного времени жизни носителей при наличии n^+ области на поверхности структуры и увеличение x и ширины запрещенной зоны вблизи подложки и поверхности объясняются снижением влияния поверхностной рекомбинации благодаря встроенному электрическому полю.

Чтобы убедиться в преимуществах метода МЛЭ, проанализируем данные по фотодиодам, выращенным методом ЖФЭ, других компаний с большим опытом работы в этой области. Ранее было опубликовано [8] обсуждение результатов работы [16], в которой слои $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,222$) были выращены методом ЖФЭ на подложках CdZnTe и пассивированы сверху слоями CdTe методом МЛЭ. Диоды формировались имплантацией В с энергией 160 кэВ и дозой $2,5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ через слой CdTe и имели форму круга диаметром 20–30 мкм с дифференциальным сопротивлением 10^5 – 10^6 Ом. Однако последующий отжиг в парах азота при температуре 120 °С на протяжении 1,5–3 ч или при 150 °С на протяжении 1 ч позволил на порядки уменьшить темновой ток и увеличить дифференциальное сопротивление до значений 2×10^6 – 2×10^7 Ом, что на 2 порядка хуже наших данных, полученных для диодов на МЛЭ КРТ.

В работе [18] приведены ВАХ и дифференциальное сопротивление ЖФЭ-КРТ-фотодиодов, оптимизированных на длину волны $\lambda \approx 10,5$ мкм, с размером пиксела 50×50 мкм: токи насыщения порядка 500 нА, максимальное дифференциальное сопротивление при обратном смещении более 0,12 В примерно 4×10^7 Ом, а $R_0 \approx 8 \times 10^5$ Ом. В работе [19] указаны значения $R_0 = (0,8–1,2) \times 10^7$ Ом, что несколько ниже наших данных для МЛЭ-фотодиодов.

Приведенные в литературе результаты не дают возможности провести моделирование параметров фотодиодов из-за недостатка исходных данных.

Таким образом, по нашим данным, фотодиоды на основе ГЭС КРТ МЛЭ с варизонными слоями имеют более высокие параметры по сравнению с параметрами фотодиодов на основе ЖФЭ-структур.

Заключение

В работе проведено сравнение темновых токов и дифференциального сопротивления при температуре $T = 77$ К ИК фотодиодов, полученных

имплантацией ионов бора, для спектрального диапазона 8–12 мкм на основе вакансионных ГЭС КРТ МЛЭ и эпитаксиальных структур, выращенных методом ЖФЭ. Экспериментальные данные токопереноса фотодиодов моделировались уравнениями баланса носителей на уровнях ловушек донорного типа в запрещенной зоне с энергией $0,7E_g$ с учетом двух токовых механизмов – ТЛ и генерации/рекомбинации ШРХ. Другие существенные механизмы тока (без участия ловушек) рассматривались как аддитивные. При обратных смещениях менее $-0,25$ В оба типа структур имели достаточно близкие значения темновых токов (1–2 нА – для МЛЭ-структур и 5–10 нА – для структур ЖФЭ) и существенно различные дифференциальные сопротивления (4×10^9 и 5×10^7 Ом соответственно). Для МЛЭ-структур при малых смещениях темновой ток ограничивается диффузионным током и током типа ШРХ вне n - p -перехода, а в ЖФЭ-структурах существенен вклад токов через ловушки в обедненной области. При значениях обратного смещения более $-0,25$ В темновые токи фотодиодов определялись туннелированием и термогенерацией с уровней ловушек. Межзонное туннелирование, а также другие механизмы рекомбинации практически не вносят никакого вклада при рабочих смещениях. Показано, что исследуемые МЛЭ-структуры имеют характеристики, ограниченные практически диффузионным механизмом токопереноса для идеальных диодов. Такие характеристики позволяют реализовать ФПУ в режиме ограничения фоном.

Сравнение характеристик структур двух типов (см. таблицу) показывает, что в ЖФЭ-структуре концентрации электронов в n -области несколько выше, чем в МЛЭ-структурах. При этом концентрации ловушечных центров в ЖФЭ-структуре выше на порядок, а времена жизни на порядок ниже в обедненной области, а в квазинейтральных областях ниже примерно на 3 порядка. Варизонный потенциал в ГЭС КРТ МЛЭ-структуре дает возможность повысить эффективное время жизни за счет снижения влияния поверхностной рекомбинации. Режимы ионной имплантации позволяют получить структуру n^+-n^-p -типа с n - p -переходом, смещенным в n -область, где из-за компенсации вакансий ртути наблюдаются высокие значения времени жизни носителей и низкие концентрации рекомбинационных центров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Golenkov A.G., Sizov F.F., Tsybrii Z.F., Darchuk L.A. Spectral sensitivity dependencies of backside il-

- luminated planar MCT photodiodes // *Infr. Phys. Technol.* 2005. V. 47. № 3. P. 213–219.
2. *Varavin V.S., Vasiliev V.V., Dvoretzky S.A., Mikhailov N.N., Ovsyuk V.N., Sidorov Yu.G., Suslyakov A.O., Yakushev M.V., Aseev A.L.* HgCdTe epilayers on GaAs: growth and devices // *Opto-Electron. Rev.* 2003. № 11. P. 99–111.
 3. *Овсяк В.Н., Васильев В.В., Талипов Н.Х., Ромашко Л.Н., Козлов А.И., Клименко А.Г., Марчишин И.В.* Фотоприемные устройства на основе слоев КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // Матричные фотоприемные устройства инфракрасного диапазона / Под ред. Синицы С.П. Новосибирск: Наука, 2001. С. 180–241.
 4. *Robinson H.G., Mao D.H., Williams B.L., Hollander-Gleixner S., Yu J.E., Helms C.R.* Modeling ion implantation of HgCdTe // *J. Electron. Mater.* 1996. V. 25. P. 1336–1340.
 5. *Williams B.L., Robinson H.G., Helms C.R.* Ion dependent interstitial generation of implanted mercury cadmium telluride // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 71. P. 692–694.
 6. *Yoshino J., Morimoto J., Wada H., Ajisawa A., Kawano M., Oda N.* Characterization of deep levels in a meso-type HgCdTe IR detector // *Proc. SPIE.* 1998. V. 3436. P. 120–128.
 7. *Anderson W.W., Hoffman H.J.* Field ionisation of deep levels in semiconductors with applications to Hg_{1-x}Cd_xTe *p-n* junctions // *J. Appl. Phys.* 1982. V. 53. P. 9130–9145.
 8. *Gumenyuk-Sichevskaya J.V., Sizov F.F.* Currents in narrow-gap photodiodes // *Semicond. Sci. Technol.* 1999. V. 14. P. 1124–1133.
 9. *Сизов Ф.Ф., Гуменюк-Сычевская Ж.В., Овсяк В.Н., Васильев В.В., Есаев Д.Г.* Процессы токопереноса в *n⁺-p*-фотодиодах HgCdTe // *ФТП.* 2001. Т. 35. № 7. С. 835–840.
 10. *Sizov F.F., Lysiuk I.O., Gumenjuk-Sichevska J.V., Bunchuk S.G., Zabudsky V.V.* Gamma radiation exposure of MCT diode arrays // *Semicond. Sci. Technol.* 2006. V. 21. P. 358–363.
 11. *Anderson W.W.* Tunnel current limitations of narrow band gap infrared charge coupled devices // *Infrared Phys.* 1977. V. 17. P. 147–164.
 12. *Casselman T.N.* Calculation of the Auger lifetime in *p*-type HgCdTe // *J. Appl. Phys.* 1981. V. 52. P. 848.
 13. *Rogalski A.* Infrared detectors. The Netherlands. Gordon and Breach. 2000. 681 p.
 14. *Rosenfeld D., Bahir G.* A Model for Trap-Assisted Tunnelling Mechanism in Diffused *n-p* and Implanted *n⁺-p* HgCdTe Photodiodes // *IEEE Trans. on Electr. Device.* 1992. V. 39. P. 1638.
 15. *Войцеховский А.В., Коханенко А.П., Федорова Н.В., Филатов М.В., Варавин В.С., Дворецкий С.А., Сидоров Ю.Г., Михайлов Н.Н.* Время жизни носителей заряда в эпитаксиальных слоях КРТ МЛЭ с неоднородным распределением состава и уровня легирования // *Прикл. физ.* 2005. № 2. С. 26–30.
 16. *Ajisawa A., Oda N.* Improvement in HgCdTe diode characteristics by low temperature post-implantation annealing // *JEM.* 1995. V. 24. № 9. P. 1105–1111.
 17. *Daniel A., Chorier P., Reeb N., Terrier B., Vuilletmet M., Tribolet P.* Development of a Long Wave Infrared Detector for SGLI instrument // *Proc. SPIE.* 2007. V. 6744. P. 13–25.
 18. *Стафеев В.И., Болтарь К.О., Бурлаков И.Д., Акимов В.М., Климанов Е.А., Сагинов Л.Д., Соляков В.Н., Мансветов Н.Г., Пономаренко В.П., Тимофеев А.А., Филачев А.М.* Матричные фотоприемные устройства среднего и дальнего инфракрасных диапазонов спектра на основе фотодиодов из HgCdTe // *ФТП.* 2005. Т. 39. В. 10. С. 1257–1265.
 19. *Филачев А.М., Пономаренко В.П., Таубкин И.И., Бурлаков И.Д., Болтарь К.О., Горелик Л.И., Кравченко Н.В., Кульманов А.В., Куликов К.М., Ложников В.Е., Шаронов Ю.П.* Фотоприемники и фотоприемные устройства для приема импульсного излучения в спектральном диапазоне 0,3–11 мкм // *Прикладная физика.* 2002. № 6. С. 52–60.