

Current state and outlook of IR photoelectronics development

L. Ya. Grinchenko, V. P. Ponomarenko, A. M. Filachev
Orion Research-and-Production Association, Moscow, Russia.

It was assayed state of creating and producing of infra red (IR) photodetectors and photodetector assemblies. Tendencities in the field of further evolution of semiconductor material science for IR photodetectors had been examined. It was considered possibility of broadening of photodetector assemblies' functionality and ways of development of this industry.

PACS 85.60.Gz

УДК 621.382: 539.32

Механизмы токопереноса фотодиодов на основе ГЭС КРТ МЛЭ для спектрального диапазона 8—12 мкм

Ж. В. Гуменюк-Сычевская, В. В. Забудский, И. А. Лысюк, Ф. Ф. Сизов
Институт физики полупроводников НАН Украины, г. Киев, Украина

В. В. Васильев, В. С. Варавин, С. А. Дворецкий, Н. Н. Михайлов, Ю. Г. Сидоров
Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Проведены исследования механизмов токопереноса фотодиодов типа n^+n^-p и n^+p , полученных при ионном легировании бором гетероэпитаксиальных слоев (ГЭС) теллурида кадмия и ртути (КРТ) p -типа проводимости, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Результаты моделирования характеристик токопереноса при $T = 77$ К показали, что темновой ток изготовленных фотодиодов типа n^+n^-p лимитируется диффузионным током в переходе и током через уровень ловушек донорного типа в запрещенной зоне с энергией $E_t = 0,7 E_g$.

PACS: 72.80.Ey; 73.61.Ga

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 фотодиода при температурах эксплуатации (77 К) в длинноволновой области ИК-спектра 8—12 мкм должны быть согласованы с параметрами современных кремниевых схем считывания (КСС), имеющих сопротивление входных устройств для каждого из фотодиодов элементов более 10^8 Ом и заряд накопительных ячеек $\sim 2 \cdot 10^7$ электронов (соответствует емкости 1 пКл). Время накопления сигнала будет определяться временем заполнения накопительных емкостей КСС током носителей заряда, генерированных фоновым потоком излу-

чения. Для спектральной области чувствительности 8—12 мкм и холодной диафрагмы ФПУ с диафрагменным числом $F/2$ время накопления для фотодиодов на основе HgCdTe площадью 25×25 мкм и величине накопительного заряда $N \sim 2 \cdot 10^7 e^-$ составляют $\tau \sim 20$ 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 фотодиода.

Исследованию механизмов токопереноса при температуре $T = 77$ К фотодиодов, полученных при ионном легировании бором ГЭС КРТ p -типа проводимости, выращенных методом МЛЭ, посвящена данная работа. Проведено измерение вольт-амперных характеристик (ВАХ) фотодиодов и сравнение полученных результатов с полученными данными при моделировании 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, проходящие без участия ловушек, рассматривались как аддитивные.

Эксперимент

Эксперименты по измерению ВАХ и дифференциального сопротивления фотодиодов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \sim 0,215$), полученных имплантацией бора, были выполнены при температуре $T = 77$ К. Диоды формировались в эпитаксиальных слоях $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ p -типа проводимости, полученных методом МЛЭ на подложках (013) GaAs с последующим термическим отжигом для перевода их из n -типа проводимости в p -тип. Типичное распределение химического состава получаемых эпитаксиальных слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, в которых формировались диоды, приведено на рис. 1. Толщины фоточувствительных слоев ($x \sim 0,215$) находились в пределах $d \approx (8\text{—}11)$ мкм. 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].

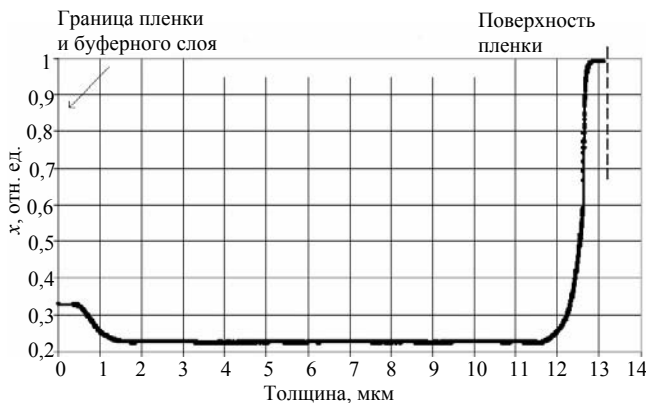


Рис. 1. Типичное распределение химического состава x по толщине слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$, полученных методом МЛЭ на подложке (013) GaAs с буферными и защитными слоями CdZnTe

Формирование областей n производилось путем имплантации ионов бора с энергией 50 кэВ и дозой $3 \cdot 10^{13}$ см⁻². Режимы получения и свойства эпитаксиальных слоев обсуждены в работах [2, 3]. В процессе имплантации ионов бора через окна в фоторезисте формируются карманы n -типа. В области торможения ионов бора в решетке КРТ генерируются как структурные нарушения, так и

радиационные дефекты донорного типа. Бор, являясь донорной примесью, частично активируется. Однако донорные дефекты во время имплантации из области генерации диффундируют в глубь кристалла. Переходы n - p формируются в результате диффузии междоузлий Hg^{2+} из слоя вблизи поверхности, поврежденного имплантом, 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, примерно совпадающий с поврежденным имплантацией слоем в широкозонном $\text{Hg}_{0,35}\text{Cd}_{0,65}\text{Te}$ (см. рис. 1). Слой n^- формируется путем компенсации вакансий ртути в p -слое диффундирующими от поверхности междоузлиями ртути Hg^{2+} донорного типа, а p -слой остается легированным акцепторными Hg^{2-} вакансиями. В работе [6] показано, что донорный уровень, связанный с междоузлиями ртути, залегает на глубине $0,65\text{—}0,75 E_g$ от потолка валентной зоны. Глубина залегания n - p -перехода зависит от энергии и дозы имплантации. В интервале энергий ионов бора 50—150 кэВ и доз $10^{13}\text{—}3 \cdot 10^{14}$ см⁻² n - p -переход располагается на глубине от 2 до 4 мкм и зависит от дозы. С увеличением дозы увеличивается глубина залегания n - p -перехода [3].

Измерение ВАХ элементов диодного массива проводилось микрозондовым методом в парах жидкого азота. Типичные ВАХ-характеристики и зависимости дифференциального сопротивления от напряжения смещения для фотодиодов $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x \approx 0,215$; $\lambda_{co} \approx 10,3$ мкм) при $T = 77$ К показаны на рис. 2, а, б экспериментальными точками. Средние значения темновых токов I_{dark} фотодиодов 1—4, определенные из измерений 30 образцов методом случайной выборки при обратном смещении — 200 мВ, не превышали 1—2 нА, а величина дифференциального сопротивления фотодиодов составляла $4 \cdot 10^9$ Ом. На рис. 2, а ВАХ фотодиода К не показана, поскольку его темновой ток значительно превышает (приблизительно на порядок) темновые токи фотодиодов 1—4. Значения темнового тока более чем на порядок меньше значений фототока, обусловленного излучением при температуре фона 300 К, и поэтому подобные фотодиоды позволяют реализовать значения эквивалентной шуму температуры NETD ≈ 9 мК [7], близкие к предельно возможному для линейчатых ФПУ с временной задержкой и накоплением с холодной диафрагмой $F/2$ и накопительными емкостями кремниевых схем считывания $N \sim 2 \cdot 10^7$ элементов.

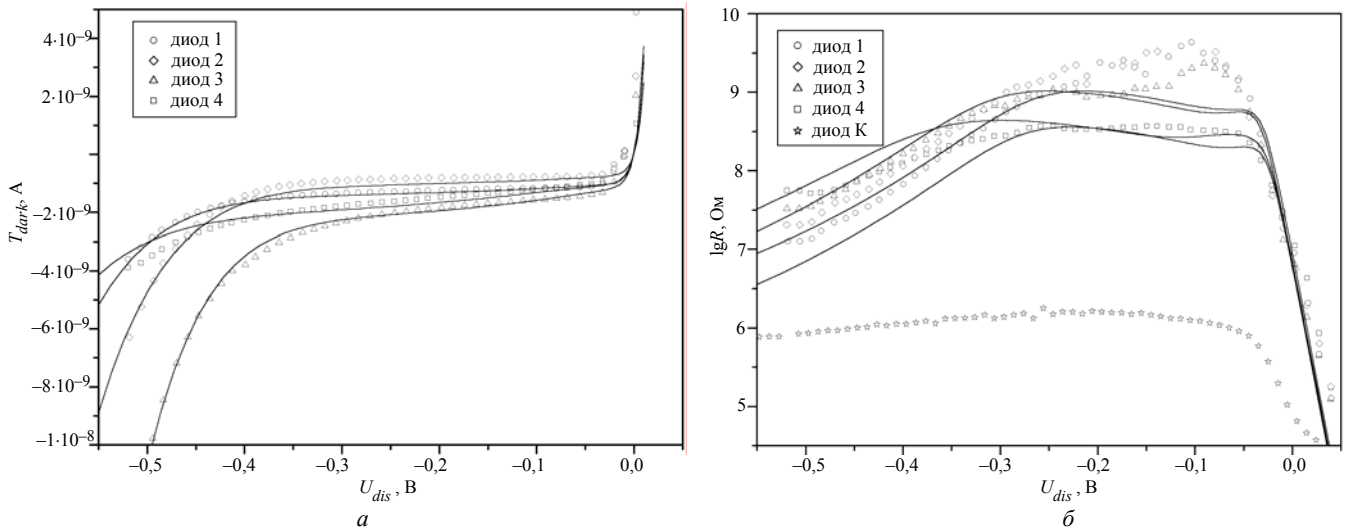


Рис. 2. Экспериментальные (символы) и расчетные (кривые по табличным данным): а — ВАХ выборки фотодиодов; б — логарифмы дифференциального сопротивления выборки фотодиодов

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

Основными механизмами темнового тока в КРТ-фотодиодах являются диффузионный ток, межзонное туннелирование (ВТВ), Оже-рекомбинация, ТЛ и рекомбинационный процесс ШРХ. Два последних механизма обусловлены процессами на уровнях (ловушки) в запрещенной зоне. Вклад 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 [7] успешно применено для описания токовых характеристик фотодиодов на основе тройных соединений кадмий—ртуть—теллур и олово—свинец—теллур [8—10].

Кратце 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 величины внешнего электрического поля, приложенного к p - n -переходу, часть из этих процессов оказывается разрешенными, а часть — запрещенными [8]. Для получения темпа рекомбинации через ловушки были сделаны два приближения:

- постоянное поле в барьере (резкие p - n -переходы);
- 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 $q(U_0 - U)$. Кроме того, возникающие интегралы не могут быть вычислены аналитически, 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 , концентрация доноров и акцепторов N_d , N_a , соответственно, и время жизни носителей на ловушках τ_p , τ_n . Мы предполагали, что сечение захвата на ловушки для электронов и дырок одинаково $\tau_p = \tau_n$.

Другие темновые токи, такие как межзонное туннелирование, диффузионный ток, Оже-рекомбинация, генерация/рекомбинация ШРХ в квазинейтральных областях, излучательная рекомбинация рассматриваются как аддитивные и независимые друг от друга. Наибольший вклад дают диффузионная компонента, механизм ШРХ в квазинейтральной p -области, Оже-1 процесс в n^+ -области и межзонное туннелирование. Туннелирование через ловушки и межзонное туннелирование в модели 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 U . Причем концентрации примесей, получаемые при подгонке расчетных кривых, должны удовлетворять величине диффузионного и туннельного тока 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. Оже-7 может давать существенный вклад в p -областях [12]. Оже-1 существенна при $T = 77$ К в n -типе для $n > 10^{15}$ см⁻³ [13]. По поводу того, какая рекомбинация доминирует в p -типе: Оже, ШРХ или излучательная — единого мнения нет. Однако проведенные нами расчеты времени жизни по феноменологическим формулам [14] для концентраций носителей, полученных из эксперимента, дают времена для Оже-1 порядка 10^{-7} с, а для Оже-7 — порядка 10^{-8} с, что гораздо меньше времен жизни, полученных нами из моделирования экспериментальных темновых токов. Расчет токов рекомбинации с таким временем жизни будут значительно превышать полученные в эксперименте.

На рис. 2, а, б сплошными линиями приведены результаты расчета на основе предложенной модели. Видно хорошее соответствие с экспериментальными данными для параметров модели, приведенных в таблице. При небольших обратных смещениях темновой ток аддитивно складывается из диффузионного тока с добавкой 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_{pn} , τ_{np} , а также концентрация ловушек вне обедненного слоя N_{vt} (см. таблицу).

Параметры	Расчетные данные моделирования темновой ВАХ и дифференциального сопротивления фотодиодов Hg _{1-x} Cd _x Te ($x \approx 0,215$; $\lambda_{co} \approx 10,3$ мкм) (см. рис. 2, а, б)				
	Диод 1	Диод 2	Диод 3	Диод 4	Диод К
E_t	$0,7 E_g$	$0,7 E_g$	$0,7 E_g$	$0,7 E_g$	$0,7 E_g$
N_a , см ⁻³	$1,0 \cdot 10^{16}$	$1,0 \cdot 10^{16}$	$1,0 \cdot 10^{16}$	$1,0 \cdot 10^{16}$	$1,35 \cdot 10^{15}$
N_d , см ⁻³	$1,4 \cdot 10^{15}$	$1,8 \cdot 10^{15}$	$1,6 \cdot 10^{15}$	$1,4 \cdot 10^{15}$	$1,0 \cdot 10^{17}$
N_t , см ⁻³	$3,0 \cdot 10^{15}$	$1,0 \cdot 10^{15}$	$5,5 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{15}$	$1,5 \cdot 10^{16}$
N_{vt} , см ⁻³	$1,0 \cdot 10^{14}$	$0,5 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{14}$	$5,0 \cdot 10^{14}$	$1,2 \cdot 10^{16}$
τ_n , с	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$0,7 \cdot 10^{-6}$	$0,8 \cdot 10^{-6}$	$3,7 \cdot 10^{-9}$
τ_p , с	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$0,7 \cdot 10^{-6}$	$0,8 \cdot 10^{-6}$	$3,7 \cdot 10^{-9}$
τ_{nv} , с	$6,0 \cdot 10^{-6}$	$10,0 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-9}$
τ_{pv} , с	$6,0 \cdot 10^{-6}$	$10,0 \cdot 10^{-6}$	$5,0 \cdot 10^{-6}$	$7,5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-9}$

Примечание. E_t — энергия ловушки относительно потолка валентной зоны; E_g — энергия запрещенной зоны; N_a — концентрация акцепторов в p -области; 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.

При больших величинах обратного напряжения смещения процессы туннелирования усиливаются. И межзонное туннелирование, и ТЛ 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 $E_t = 0,7 E_g$ над потолком валентной зоны и концентрацию центров $N_t = (1,0—5,5) \cdot 10^{15}$ см⁻³, сравнимую с концентрацией доноров в n -области $N_d = (1,1—1,8) \cdot 10^{15}$ см⁻³. Концентрация акцепторов в p -слоях $N_a \approx 10^{16}$ см⁻³. Таким образом, исследуемые фотодиоды, следуя параметрам, полученным из модели для описания экспериментальных результатов, имели переход типа n - p . Модель при таких входных параметрах дает значения концентраций при $T = 77$ К $n_i \approx 1,2 \cdot 10^{13}$ см⁻³, в $p_{p0} \approx 10^{16}$ см⁻³, $n_{n0} \approx 1,4—1,8 \cdot 10^{15}$ см⁻³, подвижностей $\mu_n \approx 1,2 \cdot 10^5$ см²/В·с, $\mu_p \approx 5 \cdot 10^2$ см²/В·с, что совпадает с данными, представленными на рис. 3 [3], которые были получены при аналогичных режимах имплантации бора.

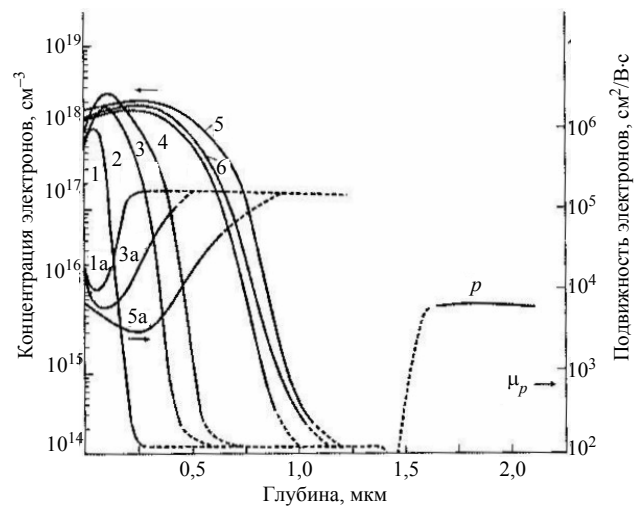


Рис. 3. Распределение по глубине концентрации (1—6) и подвижности электронов (1а; 3а; 5а) в КРТ, имплантированном ионами В⁺ дозой $1 \cdot 10^{13}$ см⁻².

Энергия имплантации, кэВ:
1, 1а — 15; 2 — 30; 3, 3а — 60; 4 — 90; 5, 5а — 120; 6 — 150;
 p — входная концентрация дырок в образце;
 μ_p — подвижность дырок [3]

Полученные времена жизни носителей заряда в области обедненного слоя в квазинейтральной области составляли $(0,7—2) \cdot 10^{-6}$ и $(5—10) \cdot 10^{-6}$ с, они соответственно довольно высоки и близки по величине с временами жизни носителей, рассчитанными в [15] для данной варизонной структуры. Повышение эффективного времени жизни носителей при наличии n^+ -области на поверхности структуры и увеличение x и ширины запрещенной зоны вбли-

зи подложки и поверхности объясняется авторами снижением влияния поверхностной рекомбинации благодаря встроенному электрическому полю. 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.

Для сравнения в таблице и на рис. 2, б приведены параметры и дифференциальное сопротивление для характерного фотодиода (K), изготовленного на основе ГЭС КРТ МЛЭ с концентрацией дырок $\sim 10^{17}$ см⁻³. Такой фотодиод имел большое значение тока — 250 нА при обратном смещении. Моделирование параметров показало, что в диоде K $N_a = 1,35 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и $N_d = 1,0 \cdot 10^{17}$ см⁻³, т. е. структура была типа $n^+ - p$ -, и n^- -слой в ней отсутствовал. Полученная низкая концентрация акцепторов, значительно отличающаяся от исходной для структуры, относится по-видимому к области, в которой значительное количество вакансий ртути было заполнено ртутью при диффузии из приповерхностного слоя либо существуют ограничения применимости данной модели. Времена жизни в этой структуре были на три порядка меньше, чем в структуре $n^+ - n^- - p$ -, а концентрация ловушек N_t на порядок выше: $N_a = 1,35 \cdot 10^{15}$ см⁻³ < N_t < $N_d = 1,0 \cdot 10^{17}$ см⁻³. Поскольку $N_a \ll N_d$ p - n -переход смещен в p -область, ток насыщения в этом случае также был значительно выше.

Заключение

Проведено исследование токопереноса фотодиодов для спектрального диапазона 8—12 мкм на основе вакансионных ГЭС КРТ МЛЭ p -типа проводимости с концентрацией $\sim 10^{16}$ см⁻³, легированных ионами бора. Показано, что темновой ток и динамическое сопротивление в максимуме для фотодиодов с площадью 25×25 мкм при обратных напряжениях смещения ~ 200 мВ составляют 1—2 нА и $4 \cdot 10^9$ Ом, соответственно.

Проведено моделирование процессов токопереноса таких фотодиодов, выполненное в рамках уравнений баланса носителей на ловушечных центрах, которое показало, что темновой ток определяется диффузионным механизмом. Кроме того, существенный вклад в ток могут вносить генерация/рекомбинация и туннелирование через ловушечный уровень донорного типа в запрещенной зоне с энергией $E_t = 0,7 E_g$ в $n^- - p$ -переходе, а также генерация/рекомбинация через такой уровень в квазинейтральных областях. Ловушечный уровень возникает при имплантации бором из-за компенсации вакансий ртути междуузлиями ртути и определяет качество структуры. В качественных

структурах туннельный и тепловой ток через такие центры при рабочих смещениях диода не превышает диффузионного тока. Заметный вклад в темновой ток также вносит ток Шокли—Рида в квазинейтральных областях. Определены параметры модели для описания экспериментальных результатов (см. таблицу), которые совпадают с расчетными при использовании модели перехода типа $n^+ - n^- - p$. Межзонное туннелирование, а также другие механизмы рекомбинации практически не вносят никакого вклада при эксплуатационных величинах смещений. Поэтому исследуемые структуры имеют характеристики, близкие к предельным теоретическим, определяющимся диффузионным механизмом для идеального диода. Такие характеристики позволяют реализовать ФПУ в режиме ограничения фоном.

Для фотодиодов на основе вакансионных ГЭС КРТ МЛЭ p -типа проводимости с концентрацией $\sim 10^{17}$ см⁻³ наблюдается резкое увеличение темнового тока до 250 нА за счет увеличения диффузионного тока и тока через ловушки. Моделирование показало, что такие фотодиоды представляют собой переходы типа $n^+ - p$.

Литература

1. Golenkov A. G., Sizov F. F., Tsybrii Z. F., Darchuk L. A. // *Infr. Phys. Technol.* 2005. V. 47. No. 3. P. 213.
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. // *Opto-Electron. Rev.* 2003. No. 11. P. 99.
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, выращенные методом молекулярно-лучевой эпитаксии. — Новосибирск: Наука, 2001.
4. Robinson H. G., Mao D. H., Williams B. L., Hollander-Gleixner S., Yu J. E., Helms C. R. // *J. Electron. Mater.* 1996. V. 25. P. 1336.
5. Williams B. L., Robinson H. G., Helms C. R. // *Appl. Phys. Lett.* 1997. V. 71. P. 692.
6. Yoshino J., Morimoto J., Wada H., Ajisawa A., Kawano M., Oda N. // *Proc. SPIE.* 1998. V. 3436. P. 120.
7. Anderson W. W., Hoffman H. J. // *J. Appl. Phys.* 1982. V. 53. P. 91305.
8. Gumenyuk-Sichevskaya J. V., Sizov F. F. // *Semicond. Sci. Technol.* 1999. V. 14. P. 1124.
9. Сизов Ф. Ф., Гуменюк-Сичевская Ж. В., Овсяк В. Н., Васильев В. В., Есаев Д. Г. // *ФТП.* 2001. Т. 35. № 7. С. 835.
10. Sizov F. F., Lysiuk I. O., Gumenyuk-Sichevskaya J. V., Bunchuk S. G., Zabudsky V. V. // *Semicond. Sci. Technol.* 2006. V. 21. P. 358.
11. Anderson W. W. // *Infrared Phys.* 1977. V. 17. P. 147.
12. Casselman T. N. // *J. Appl. Phys.* 1981. V. 52. P. 848.
13. Rogalski A. *Infrared detectors.* The Netherlands. Gordon and Breach, 2000.
14. Rosenfeld D., Bahir G. // *IEEE Trans. on Electr. Devic.* 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. // *Прикладная физика.* 2005. № 2. С. 26.

Статья поступила в редакцию 9 октября 2008 г.

Current transport mechanisms of photodiodes for the spectral range 8—12 μm based on MBE-grown heteroepitaxial HgCdTe layers

J. V. Gumenjuk-Sichevska, V. V. Zabudsky, I. A. Lysiuk, F. F. Sizov
Institute of Semiconductor Physics, Kyiv, Ukraine

V. V. Vasiliev, V. S. Varavin, S. A. Dvoretzky, N. N. Mikhailov, Yu. G. Sidorov
Institute of Semiconductor Physics, Novosibirsk, Russia

Charge transport mechanisms of n^+-n^-p and n^+-p photodiodes, obtained by boron ion doping of MBE-grown heteroepitaxial HgCdT layers have been studied. Results of model calculations performed within the balance equations scheme show that the dark current of n^+-n^-p diodes is limited by the diffusion current in the junction and by the current through a midgap donor-type trap level with the energy $E_t = 0.7 E_g$.

PACS: 72.80.Ey; 73.61.Ga

УДК 535.247.049.7:621.383.52

Многоканальные устройства предпроцессорной обработки сигналов для многоэлементных ИК ФПУ

И. И. Ли

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

Рассмотрены системные и схемотехнические решения построения интегрированных с устройствами считывания адаптивных многоканальных устройств предпроцессорной обработки сигналов как в аналоговой, так и в цифровой форме. Приведены экспериментальные результаты обследования многоканальных устройств считывания с предпроцессорной обработкой сигналов и ИК ФПУ на их основе.

PACS: 07.57.Kp

Введение

Низкий контраст изображения в ИК-диапазоне, разброс фотоэлектрических и электрофизических параметров в многоэлементных ИК ФПУ определяют необходимость начальной (предпроцессорной) обработки фотосигналов. Неоднородность параметров часто является основной причиной, ограничивающей чувствительность многоэлементных ИК ФПУ [1, 2]. Это относится практически к любым многоэлементным сенсорам, в которых всегда присутствует определенный разброс фотоэлектрических, электрофизических либо других параметров.

К настоящему времени решены основные материаловедческие, технологические и схемотехниче-

ские проблемы производства многоэлементных ИК-фотоприемников и многоэлементных ИК ФПУ второго поколения с чувствительностью, близкой к теоретическому пределу — обнаружительной способности, ограниченной флуктуациями фонового излучения (режим ОФ). Пространственное и временное разрешение различных типов многоэлементных ИК ФПУ превышает телевизионный стандарт при высокой надежности и приемлемой стоимости. Эти достижения позволили тепловизионным системам, и в более широком смысле различными методикам, основанным на регистрации излучения в ИК-области спектра, найти применение не только в интересах оборонной техники, но и в гражданских отраслях промышленности, медицине, научных исследованиях [3].