

УДК 621.383.4/5

## Исследование темновых токов в мезоструктурных матрицах на основе InGaAs

Н. И. Яковлева, К. О. Болтарь, М. В. Седнев

*Технологией мезатравления изготовлены матрицы фоточувствительных элементов на основе  $p-i-n$ -фотодиодов в гетероэпитаксиальных структурах InGaAs/InP, в том числе с широкозонным барьерным слоем AlInAs. Показана важная роль токов туннелирования в структурах InGaAs и уменьшение на два порядка токов диффузии и генерации-рекомбинации для МФЧЭ с барьерным слоем InAlAs. Проведено приближение измеренных и теоретических ВАХ методом подгонки параметров, определена скорость поверхностной рекомбинации на границе слоя поглощения.*

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw, 42.25.Gy, 78.20.Ci

*Ключевые слова:* фотоприемные устройства, InGaAs, гетероэпитаксиальные структуры, вольтамперная характеристика, ВАХ, барьерный слой.

### Введение

Коротковолновый инфракрасный диапазон (SWIR) представляет огромный интерес с точки зрения развития направлений фотоэлектроники, которые включают системы ночного видения, системы безопасности, камеры пассивного и активного обнаружения целей, системы детектирования возгораний и другие системы, позволяющие расширить возможности применения фотоприемных устройств, работающих в видимом диапазоне спектра [1—3].

Среди фотоприемных материалов, работающих в коротковолновом ИК-диапазоне, тройные соединения InGaAs выделяются благодаря своим уникальным характеристикам, которые обусловлены возможностью выращивания бездефектных структур высокого структурного совершенства на основе материалов группы  $A^3B^5$ .

Целью данной работы является моделирование темновых токов  $p-i-n$ -фотодиодов, изготовленных в гетероэпитаксиальных структурах InGaAs по мезатехнологии, и проведение оценки вклада различных составляющих в темновой ток.

Исследование теоретических и экспериментальных ВАХ позволяет сравнить влияние поверхностных и объемных механизмов на темновой ток фотодиода, а также провести оценку скорости поверхностной рекомбинации на границе слоя поглощения.

### Матрица фоточувствительных элементов

Архитектура матрицы фоточувствительных элементов на основе  $p-i-n$ -фотодиодов с облучением со стороны оптически прозрачной подложки должна обеспечивать максимальное поглощение в высокоомном слое  $In_{0,53}Ga_{0,47}As$  для достижения максимальной квантовой эффективности при заданном времени считывания фотосигнала, а также минимизировать темновые токи для получения высоких фотоэлектрических параметров (например, обнаружительную способность на уровне  $D^* \geq 10^{13} \text{ см} \cdot \text{Вт}^{-1} \cdot \text{Гц}^{1/2}$ ). Классическое конструктивное решение матрицы фоточувствительных элементов (МФЧЭ) на основе  $p-i-n$ -структур с разделением фоточувствительных элементов по мезатехнологии представлено на рис. 1.

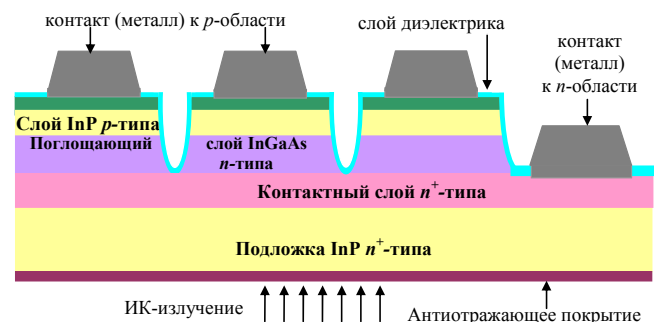


Рис. 1. Мезоструктурная матрица фоточувствительных элементов

Яковлева Наталья Ивановна, зам. начальника НИЦ<sup>1</sup>.

Болтарь Константин Олегович, начальник НТК<sup>1</sup>, профессор<sup>2</sup>.

Седнев Михаил Васильевич, начальник участка<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>АО «НПО «Орион».

Россия, 111538, Москва, ул. Косинская, 9.

Тел. 8 (499) 374-81-30. E-mail: orion@orion-ir.ru

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт.

Россия, 141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

Статья поступила в редакцию 18 мая 2015 г.

© Яковлева Н. И., Болтарь К. О., Седнев М. В., 2015

МФЧЭ изготавливается на основе гетероэпитаксиальной структуры  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$ , включающей следующие элементы:

- высоколегированную оптически прозрачную подложку  $\text{InP}$  с антиотражающим покрытием нитрида кремния  $\text{Si}_3\text{N}_4$  и концентрацией доноров в подложке  $\text{InP } N_D = (5-10) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ;

- высоколегированный буферный слой  $\text{InP } n^+$ -типа проводимости толщиной  $\sim 1$  мкм, используемый для согласования высоколегированной подложки со слоем поглощения и изготовления контактов к  $n^+$ -области;

- активный поглощающий слой  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As } n$ -типа проводимости толщиной 2,5—3 мкм с низким уровнем фоновой концентрации  $n = (0,5-2,0) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и высоким значением подвижности носителей заряда [4] (в пределах 7800—9000  $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  для электронов) [5] при температуре  $T = 300 \text{ К}$ ), обеспечивающий максимальное значение квантовой эффективности;

- широкозонный фотодиодный слой  $\text{InP } p$ -типа проводимости, толщина которого составляет 0,5—1,0 мкм с концентрацией акцепторов  $p = (1-3) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , пассивирующий поглощающий слой  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  ( $E_g = 0,75 \text{ эВ}$ ) и уменьшающий токи поверхностной рекомбинации;

- контактный высоколегированный слой  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  толщиной 0,5—1,0 мкм для создания омического контакта к  $p$ -области.

Представленная гетероструктура выращивалась НПО «Полус» методом МОС-гидридной эпитаксии на согласованной с поглощающим слоем  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  по кристаллической структуре подложке  $\text{InP } n^+$ -типа проводимости. Для формирования матрицы фотодиодов формата  $320 \times 256$  элементов гетероструктура разделялась на меза-элементы методом ионного и финишного жидкостного травления, после чего защищалась диэлектрическим слоем  $\text{Si}_3\text{N}_4$ . Шаг элементов в матрице составлял 30 мкм, размеры ФЧЭ —  $20 \times 20 \text{ мкм}^2$ . Глубина травления мезаструктуры задавалась временем и скоростью травления ионами аргона

до буферного слоя  $n^+$ - $\text{InP}$  через маску фоторезиста, что позволяло формировать отдельные ФЧЭ с минимальным коэффициентом фотоэлектрической связи. С помощью финишного химического травления с поверхности удалялся нарушенный слой, образованный при ионном травлении. После напыления диэлектрического слоя  $\text{Si}_3\text{N}_4$  методами фотолитографии и прецизионного травления в диэлектрике вскрывались окна до контактных слоев  $n$ - и  $p$ -типа проводимости, к которым с помощью напыления слоев металлов ( $\text{Ti}$ ,  $\text{Pt}$ ,  $\text{Au}$ ) формировались омические контакты.

Исследование параметров фотодиодов (рис. 1) проводилось по измерениям вольт-амперных характеристик. При этом наблюдался повышенный темновой ток  $\sim 30 \text{ пА}$  при обратном напряжении смещения  $U = -5 \text{ В}$  и температуре  $T = 300 \text{ К}$ , что на два порядка хуже, чем в образцах, изготовленных по планарной технологии.

Несмотря на успехи в технологии выращивания бездефектных эпитаксиальных слоев  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  на оптически прозрачных подложках  $\text{InP}$  методом МОС-гидридной эпитаксии, проблема получения малых темновых токов в МФЧЭ, изготовленных по мезатеchnологии, стоит достаточно остро. В настоящее время для уменьшения темновых токов используются ненапряженные поглощающие эпитаксиальные слои  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  определенной толщины с минимальным количеством дислокаций и контролируемым уровнем легирования. Тем не менее, рекомбинация на поверхности мезафотодиодов вызывает увеличение темновых токов и, как следствие, уменьшает фотоэлектрические параметры.

Для уменьшения темновых токов и шумов проводились работы по усовершенствованию архитектуры  $p-i-n$ -фотодиодов на основе  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}$  за счет использования специальных барьерных слоев. Вариант  $n-B-P$  гетероструктуры, где "B" — обозначает барьерный слой, приведен в табл. 1.

Таблица 1

Тип слоя	Концентрация, $\text{см}^{-3}$	Толщина, мкм
6 — контактный слой $\text{InGaAs } p^+$ -типа	$2 \cdot 10^{18}$	0,100
5 — барьерный слой $\text{InAlAs}$ , нелегированный	$1 \cdot 10^{15}$	0,100
4 — слой $\text{AlInGaAs } n$ -типа с градиентным изменением ширины запрещенной зоны	$1 \cdot 10^{15}$	0,050
3 — поглощающий слой $\text{InGaAs } n$ -типа	$2,5 \cdot 10^{16}$	2,200
2 — буферный слой $\text{InP } n$ -типа проводимости	$5 \cdot 10^{17}$	0,35
1 — оптически прозрачная подложка $\text{InP } n$ -типа	$2 \cdot 10^{18}$	350—400

Предложенная *n-B-P* гетероструктура включала:

- оптически прозрачную подложку InP *n*-типа;
- буферный слой InP *n*-типа проводимости, к которому формируется *n*-контакт;
- слой поглощения InGaAs *n*-типа с шириной запрещенной зоны, настроенной на заданный спектральный диапазон;
- барьерный слой InAlAs *i*-типа с шириной запрещенной зоны большей, чем ширина запрещенной зоны поглощающего слоя;
- контактный слой InGaAs *p*<sup>+</sup>-типа.

Для устранения неравномерности зонной диаграммы в структуру вводились два сильно легированных очень тонких слоя *n*- и *p*-типа проводимости на границе поглощающего и барьерного слоев.

При этом использование барьерного (нелегированного) слоя в составе структуры существенно снизило влияние диффузионной и генерационно-рекомбинационной составляющих темного тока. Дополнительно между узкозонным слоем InGaAs и широкозонным слоем InAlAs выращивался градиентный нелегированный слой AlInGaAs для согласования кристаллических решеток поглощающего и барьерного слоев.

### Моделирование темного тока

Качество матриц фоточувствительных элементов оценивалось по измерениям вольт-амперных характеристик отдельных фотодиодов. Определялись поверхностная и объемная составляющие темного тока, для оценки которых проводились измерения зависимости темного тока от размера фоточувствительного элемента. На рис. 2 приведена зависимость отношения темного тока к размеру ФЧЭ от размера ФЧЭ.

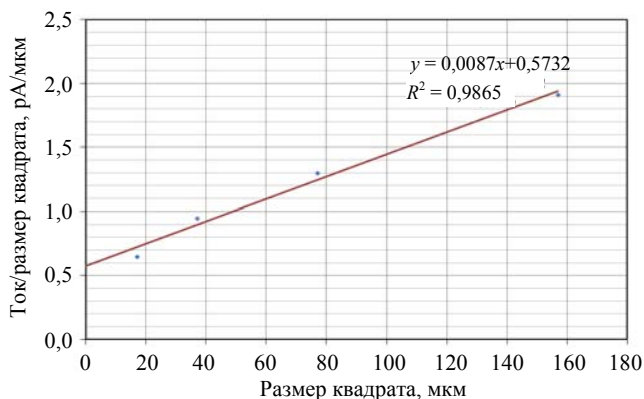


Рис. 2. Зависимость отношения темного тока к размеру ФЧЭ (пА/мкм) от размера ФЧЭ (мкм)

Из графика видно, что поверхностная составляющая тока ФЧЭ равна  $0,57 \cdot 17 = 9,69$  пА, что существенно больше объемной части, которая, например, для точки 1 составляет  $0,03 \cdot 17 = 0,51$  пА.

Плотность темного тока рассчитывалась как сумма отдельных токовых составляющих [6], которые включали диффузионный ток  $J_{dif}$ , генерационно-рекомбинационный ток  $J_{g-r}$ , ток туннелирования через ловушки в запрещенной зоне  $J_{TAT}$ , ток туннелирования зона-зона  $J_{BBT}$ , токи поверхностной утечки  $J_s$  и ток шунтирующей утечки  $J_{sh}$ .

$$J_{\Sigma} = J_{dif} + J_{g-r} + J_{TAT} + J_{BBT} + J_s + J_{sh}$$

Поскольку каждая составляющая по-разному зависит от температуры и напряжения, измерения темных токов при различных температурах и напряжениях имели огромное значение при определении параметров для каждой отдельной составляющей темного тока и корректного построения модели.

Диффузионный ток описывает поведение неосновных носителей заряда в квазинейтральных областях *p-n*-перехода [7] и определяется из уравнения:

$$J_{dif} = J_s \cdot \left( \exp\left(\frac{qV}{k_b T}\right) - 1 \right) = (J_s^p + J_s^n) \cdot \left( \exp\left(\frac{qV}{k_b T}\right) - 1 \right),$$

где  $J_s$  — ток насыщения, состоящий из дырочной и электронной компонент;  $q$  — заряд электрона;  $V$  — напряжение смещения;  $k_b$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура.

С учетом скорости поверхностной рекомбинации  $S_p$  на границе слоя поглощения *n*-типа проводимости, для дырочной составляющей тока насыщения  $J_s$  можно записать следующее выражение:

$$J_s^p = \left( \frac{q \cdot D_p}{L_p} \right) \times \times p_0 \left[ \frac{(S_p L_p / D_p) \cdot \cosh(x_n / L_p) + \sinh(x_n / L_p)}{(S_p L_p / D_p) \cdot \sinh(x_n / L_p) + \cosh(x_n / L_p)} \right],$$

где  $D_p$  — коэффициент диффузии дырок;  $L_p$  — длина диффузии дырок;  $S_p$  — скорость поверхностной рекомбинации дырок на границе слоя поглощения;  $p_0$  — концентрация неосновных носителей заряда (дырок) в слое поглощения, которую можно выразить как

$$p_0 = \frac{n_i^2}{N_D};$$

Собственную концентрацию  $n_i$  можно вычислить по формуле

$$n_i = \sqrt{N_C \cdot N_V} \exp(-E_g / (2 \cdot k_b \cdot T))$$

где  $N_C$ ;  $N_V$  — плотности состояний в зоне проводимости и валентной зоне.

$N_D$  — концентрация доноров в слое поглощения;

$x_n$  — толщина слоя поглощения  $n$ -типа проводимости;

$E_g$  — энергия запрещенной зоны.

Аналогично, с учетом скорости поверхностной рекомбинации  $S_n$  электронов на границе фотодиодного слоя  $p$ -типа для электронной составляющей тока насыщения, можно записать

$$J_S^n = \left( \frac{q \cdot D_n}{L_n} \right) \times \\ \times n_0 \left[ \frac{(S_n L_n / D_n) \cdot \cosh(x_p / L_n) + \sinh(x_p / L_n)}{(S_n L_n / D_n) \cdot \sinh(x_p / L_n) + \cosh(x_p / L_n)} \right],$$

где  $D_n$  — коэффициент диффузии электронов;  $L_n$  — длина диффузии электронов;  $S_n$  — скорость поверхностной рекомбинации электронов на границе фотодиодного слоя;  $n_0$  — концентрация неосновных носителей заряда (дырок) в слое поглощения,

$$n_0 = \frac{n_i^2}{N_A};$$

$N_A$  — концентрация акцепторов в слое поглощения;  $x_p$  — толщина фотодиодного слоя  $p$ -типа.

Для прибора  $p^+n$ -типа, считая, что  $N_A \gg N_D$ , а электронная компонента темнового тока мала, для диода с короткой базой (длина диффузии дырок существенно больше толщины поглощающего слоя,  $L_p \gg d$ ) плотность тока насыщения диффузионной составляющей темнового тока можно определить по формуле:

$$J_S = \frac{q \cdot n_i^2}{N_D} \cdot S_p$$

где  $S_p$  — скорость поверхностной рекомбинации дырок на границе слоя поглощения.

Плотность тока генерации-рекомбинации в области обеднения можно рассчитать согласно уравнению из работы [8]:

$$J_{g-r} = \frac{q \cdot n_i \cdot W}{\tau_{eff}} \cdot \left[ \exp\left(\frac{qV}{2k_b T}\right) - 1 \right]$$

где  $\tau_{eff}$  — эффективное время жизни носителей заряда;  $W$  — ширина области обеднения, которая, в свою очередь, может быть найдена из уравнения:

$$W = \sqrt{\frac{2\varepsilon_d \cdot (\Phi_0 - V) \cdot (N_A + N_D)}{q \cdot N_A \cdot N_D}},$$

где  $\Phi_0$  — контактная разность потенциалов,

$$\Phi_0 = \frac{kT}{q} \cdot \ln\left(\frac{N_A \cdot N_D}{n_i^2}\right).$$

Механизм туннелирования через ловушки (trap-assisted tunneling (TAT) mechanism) связан с переходом электронов из зоны проводимости в валентную зону и, наоборот, через дополнительные уровни, расположенные в запрещенной зоне [9, 10]. TAT генерация обычно состоит из двух процессов: первый заключается в переходе электронов из валентной зоны на состояния, расположенные на дополнительных уровнях запрещенной зоны, при этом в валентной зоне появляются свободные дырки, а ловушки заполняются. Второй шаг заключается в том, что электроны, захваченные ловушками, туннелируют в зону проводимости.

Механизм туннелирования через состояния в запрещенной зоне (TAT механизм) зависит от положения состояний в запрещенной зоне, их плотности, вероятности заполнения, размеров, энергии, затраченной на захват электрона; высоты барьера, через который происходит туннелирование.

Механизм туннелирования зона-зона (band-to-band tunneling (BBT)) можно рассматривать как частный случай туннелирования через ловушки. Отличие заключается в том, что плотность дополнительных состояний, расположенных в запрещенной зоне, заменяется на плотность свободных состояний валентной зоны, а высота потенциального барьера соответствует полной ширине запрещенной зоны  $E_g$ . При этом плотность тока туннелирования зона-зона задается выражением:

$$J_{TBB} = \frac{(2m_e)^{1/2} q^3 \cdot F_m \cdot V}{h^2 E_g^{1/2}} \cdot \exp\left[-\frac{2\pi\beta(2m_e)^{1/2} E_g^{3/2}}{qhF_m}\right]$$

где  $m_e$  — масса электрона;  $h$  — постоянная Планка;  $\beta$  — коэффициент, который зависит от формы потенциального барьера;  $F_m$  — максимальная напряженность электрического поля для резкого  $p^+n$ -перехода:

$$F_m = \left[ \frac{2qN_D(\Phi_0 - V)}{\varepsilon_d} \right]^{1/2},$$

где  $\varepsilon_d$  — диэлектрическая постоянная.

Ток шунтирующей утечки можно вычислить из уравнения  $J_{sh} = V \cdot G_{eff}$ , где  $G_{eff}$  — эффективная проводимость  $p^+$ -перехода.

**Результаты и обсуждение**

Проведены измерения темновых токов фотодиодов в матрицах ФЧЭ формата 320×256 элементов с шагом 30 мкм и размером ФЧЭ 20×20 мкм<sup>2</sup>, изготовленных по мезатехнологии в гетероэпитаксиальных структурах с поглощающим слоем

In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As. Образец № 01 имел классическую  $p-i-n$ -структуру (рис. 1), образец № 02 имел дополнительно нелегированный барьерный слой в области  $p$ -перехода (табл. 1). На рис. 3 представлена ВАХ фотодиода, изготовленного в классической  $p-i-n$ -гетероструктуре In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/InP.

На рис. 4 представлено распределение токовых составляющих в процентах в зависимости от напряжения смещения для фотодиода (образец № 01) с ФЧЭ 20×20 мкм<sup>2</sup>, изготовленного в классической  $p-i-n$ -гетероструктуре In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/InP.

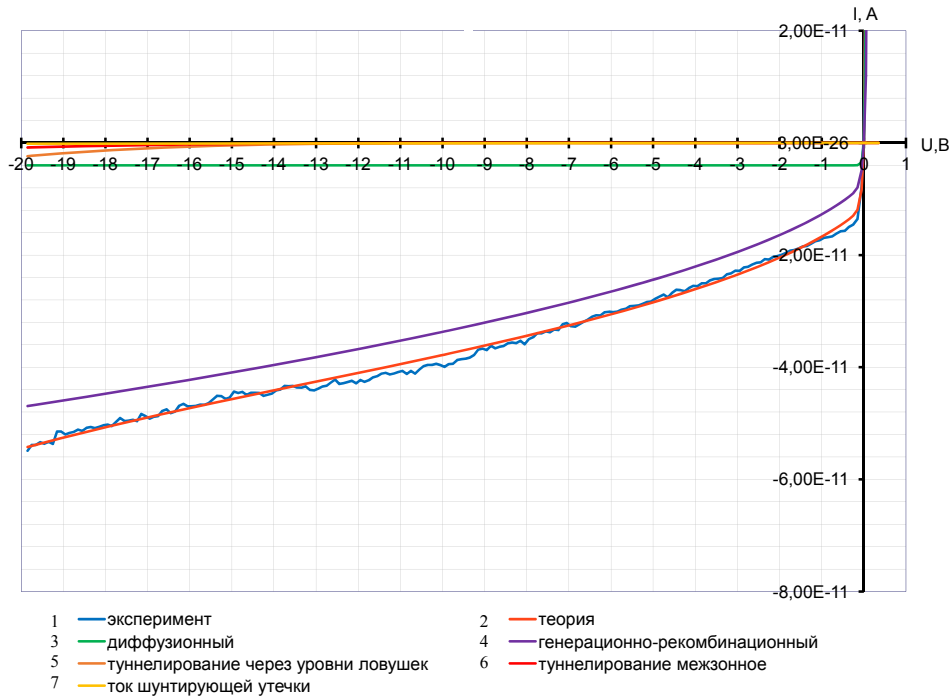


Рис. 3. ВАХ фотодиода (образец № 01) размером 20×20 мкм<sup>2</sup>, изготовленного в классической  $p-i-n$  гетероструктуре In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/InP меза-травлением; 1 — экспериментальная ВАХ, 2 — теоретическая ВАХ; 3 — диффузионная составляющая; 4 — генерационно-рекомбинационная составляющая; 5 — ток туннелирования через уровни ловушек; 6 — ток туннелирования зона-зона; 7 — ток шунтирующей утечки

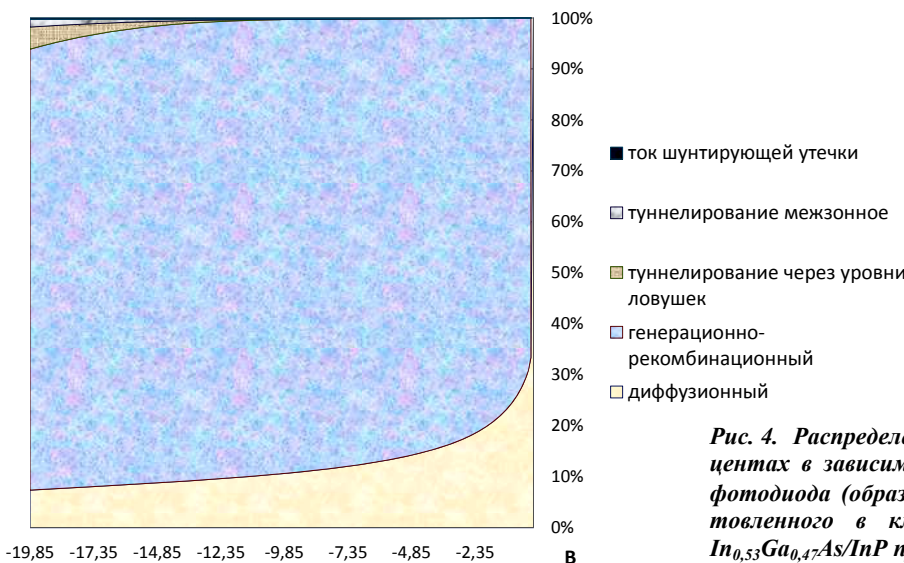


Рис. 4. Распределение токовых составляющих в процентах в зависимости от напряжения смещения для фотодиода (образец № 01) размером 20×20 мкм<sup>2</sup>, изготовленного в классической  $p-i-n$  гетероструктуре In<sub>0,53</sub>Ga<sub>0,47</sub>As/InP при T = 300 K

В табл. 2 представлены результаты расчета отдельных составляющих темного тока при напряжениях смещения минус 2, 5 и 15 В, а также погрешность приближения экспериментальной и теоретической ВАХ для образца № 01.

Из рис. 3 и 4, а также табл. 2 следует, что в области рабочих напряжений смещения доминирует генерационно-рекомбинационный ток, причем туннельные токи и ток шунтирующей утечки незначительны.

На рис. 5 представлена ВАХ фотодиода (образец № 02) мезаструктурной матрицы, изготовленной в гетероструктуре  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  с дополнительным барьерным слоем.

На рис. 6 представлено распределение токовых составляющих в процентах в зависимости от напряжения смещения для фотодиода (образец № 02) размером  $20 \times 20 \text{ мкм}^2$ , изготовленного в  $p-i-n$ -гетероструктуре  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  с барьерным слоем.

Таблица 2

Составляющая темного тока, А	Напряжение смещения, В		
	-2	-5	-15
Полный ток	-2,0624E-11	-2,8541E-11	-4,5766E-11
Диффузионная	-4E-12	-4E-12	-4E-12
Генерационно-рекомбинационная	-1,66075E-11	-2,45008E-11	-4,10108E-11
Туннелирование через ловушки	-5,50905E-21	-8,59058E-17	-4,43496E-13
Туннелирование зона-зона	-7,00718E-20	-1,62082E-16	-1,91671E-13
Шунтирующая утечка	-1,64E-14	-4,04E-14	-1,204E-13
Погрешность приближения, %	1,8	0,58	1,27

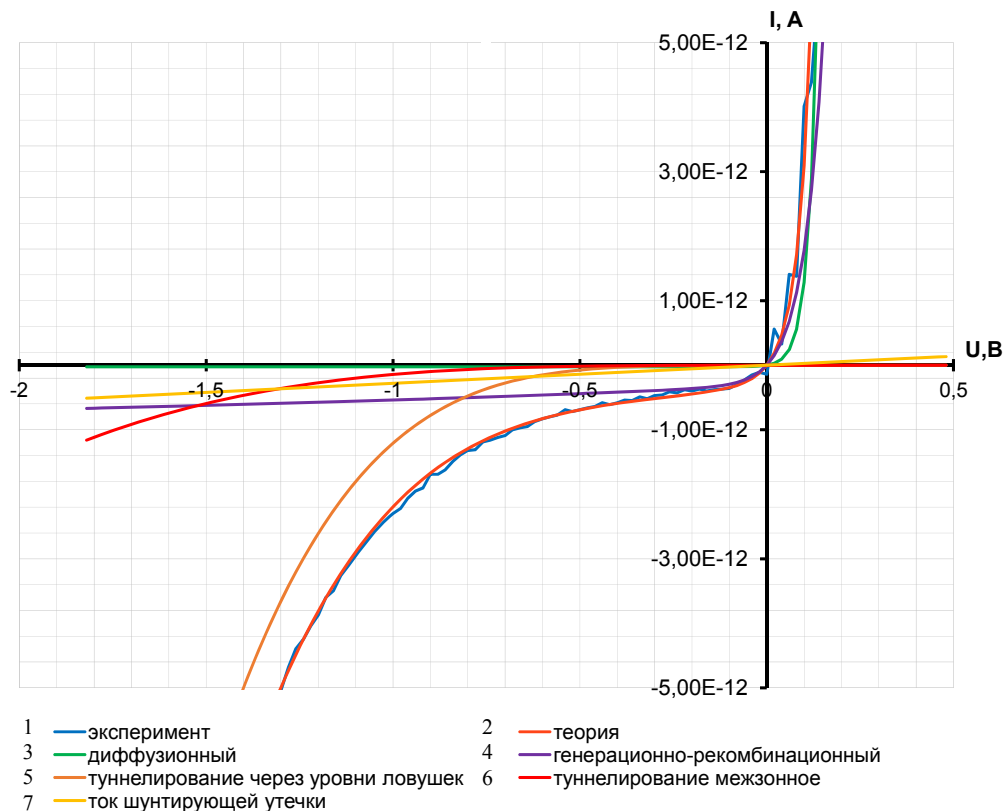


Рис. 5. ВАХ фотодиода (образец № 02) размером  $20 \times 20 \text{ мкм}^2$ , изготовленного в гетероструктуре  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  с барьерным слоем, 1 — экспериментальная ВАХ, 2 — теоретическая ВАХ; 3 — диффузионная составляющая; 4 — генерационно-рекомбинационная составляющая; 5 — ток туннелирования через уровни ловушек; 6 — ток туннелирования зона-зона; 7 — ток шунтирующей утечки



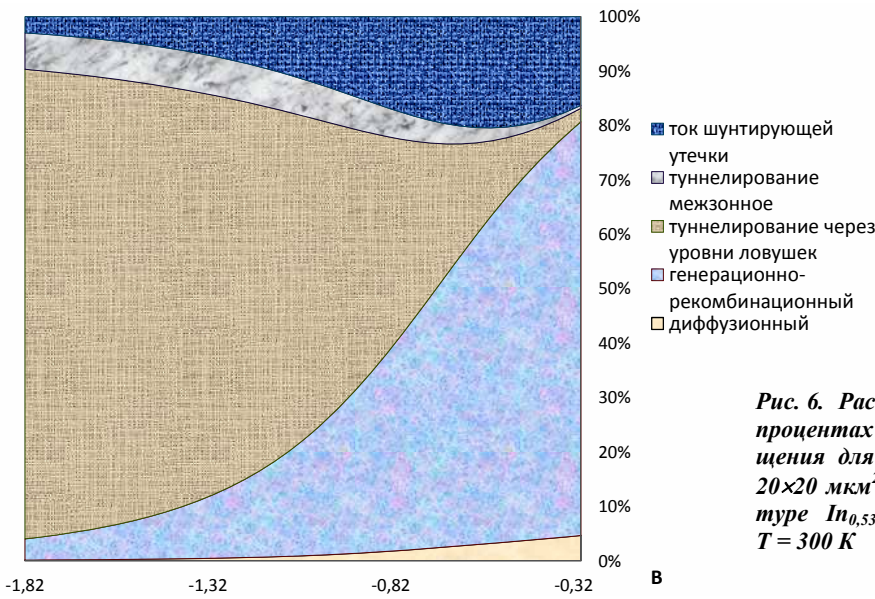


Рис. 6. Распределение токовых составляющих в процентах в зависимости от напряжения смещения для фотодиода (образец № 02) размером  $20 \times 20 \text{ мкм}^2$ , изготовленного в  $p-i-n$  гетероструктуре  $\text{In}_{0,53}\text{Ga}_{0,47}\text{As}/\text{InP}$  с барьерным слоем при  $T = 300 \text{ К}$

В табл. 3 представлены результаты расчета составляющих темного тока и погрешность приближения экспериментальной и теоретической вольтамперных характеристик для образца № 02.

Результаты математического моделирования позволили рассчитать скорость поверхностной рекомбинации  $S_p$ , входящую в формулу диффузионного тока, и эффективное время жизни  $\tau_{eff}$ , вхо-

Таблица 3

Составляющая темного тока, А	Напряжение смещения, В		
	-0,5	-1,0	-1,5
Полный ток	-6,91537E-13	-2,19383E-12	-8,33795E-12
Диффузионная	-2,4E-14	-2,4E-14	-2,4E-14
Генерационно-рекомбинационная	-4,3998E-13	-5,38888E-13	6,22254E-13
Туннелирование через ловушки	-7,41388E-14	-1,20827E-12	-6,67883E-12
Туннелирование зона-зона	-1,34185E-14	-1,42671E-13	-5,92865E-13
Шунтирующая утечка	-1,4E-13	-2,8E-13	-4,2E-13
Погрешность приближения, %	0,023	0,11	2,4

Из табл. 3 следует, что в области небольших напряжений смещения преобладает ток генерации-рекомбинации, а при увеличении напряжения смещения существенно увеличиваются токи туннелирования. Наблюдается значительное уменьшение диффузионного тока (на два порядка по сравнению с образцом № 01) во всем диапазоне смещений.

Таким образом, темновой ток обратных смещенных  $p-i-n$ -структур в материалах  $\text{InGaAs}$  с барьерами при рабочем напряжении смещения ( $U = -1 \text{ В}$  для образца № 02) определяется механизмами туннелирования. При достаточно небольших напряжениях смещения данная составляющая тока становится преобладающей уже при комнатных температурах. Снижение туннельных токов в  $p-i-n$ -структурах можно обеспечить за счет использования гетероструктур с малым количеством собственных дефектов, в которых металлургическая граница  $p-n$ -перехода располагается в области барьерного слоя.

дующее в состав генерационно-рекомбинационный тока, которые приведены в табл. 4.

Таблица 4

Параметр	Образец № 01	Образец № 02
Скорость поверхностной рекомбинации, $\text{см}^2/\text{с}$	$4,1 \cdot 10^5$	$3,1 \cdot 10^3$
Эффективное время жизни, $\tau_{eff}$ , с	$2,1 \cdot 10^{-6}$	$6,04 \cdot 10^{-5}$

Высокое значение скорости поверхностной рекомбинации и малое эффективное время жизни носителей заряда у образца № 01, изготовленного в классической гетероструктуре, указывают на недостаточную эффективность защиты боковых граней мезаэлементов МФЧЭ пассивирующим слоем. Существенное уменьшение поверхностной рекомбинации и увеличение эффективного времени жизни носителей заряда у образца № 02, изготовленного в  $n-B-P$ -гетероструктуре с барьерным слоем, свидетельствует об эффективной пассивации области поглощения широкозонным барьерным слоем  $\text{InAlAs}$ .

## Заклучение

Проведены измерения и расчеты составляющих темнового тока в мезаструктурных матрицах на основе  $p-i-n$ -фотодиодов, изготовленных в гетероэпитаксиальных структурах InGaAs/InP. Зависимость темнового тока от размера ФЧЭ показала большой вклад поверхностной составляющей у мезаматриц МФЧЭ, которая сравнима с объемной составляющей темнового тока. Показано уменьшение на два порядка скорости поверхностной рекомбинации, токов диффузии и генерации-рекомбинации в МФЧЭ с барьерным слоем InAlAs.

Таким образом, применение гетероэпитаксиальных структур InGaAs с барьерным слоем весьма перспективно для уменьшения темновых токов и шумов в мезаструктурных матрицах фоточувствительных элементов на основе ГЭС InGaAs/InP.

Работа выполнена по гранту Президента Российской Федерации НШ-2787.2014.9

## ЛИТЕРАТУРА

1. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Твердотельная фотоэлектроника. Фотодиоды. — М.: Физматкнига, 2011.
2. Филачев А. М., Таубкин И. И., Трищенко М. А. Современное состояние и магистральные направления развития современной фотоэлектроники. — М.: Физматкнига, 2010.
3. Болтарь К. О., Чинарева И. В., Лопухин А. А. и др. // Прикладная физика. 2013. № 5. С. 10.
4. Gyuro I. "MOVPE for InP-based Optoelectronic Device Application", in Compound Semiconductor Industry Directory, 58—68, — Elsevier Science Ltd., 1996.
5. Stringfellow G. B. Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice (2nd Edition). — Academic Press, New York, 1999.
6. Onat Bora M., Jiang Xudong, and Itzler Mark / LEOS Annual Meeting Conference Proceedings 2009 LEOS 09 IEEE/ DOI 10.1109/LEOS.2009.5343289.
7. Griggs Melissa J., Kayes Brendan M., and Atwater Harry A. // Proc. of SPIE. V. 6339, P. 63390D-1.
8. Onat Bora M., Huang Wei, Masau Navneet, et al. // Proc. of SPIE. 2007. V. 6542. P. 65420L.
9. Williams G. M., M Compton., Ramirez D. A., et al. // The IEEE J of the Electron Devices Society (J-EDS). 2013. V. 1. Issue 2. P.54. DOI 10.1109/ JEDS.2013.2258072.
10. Forrest S. R. // IEEE J Quantum Electron. 1981. V. 17. P. 217.

## Investigation of a dark current in the mesa-FPA based on InGaAs

N. I. Iakovleva<sup>1</sup>, K. O. Boltar<sup>1,2</sup>, and M. V. Sednev<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Orion R&P Association, Inc.  
9 Kosinskaya str., Moscow, 111538, Russia  
E-mail: orion@orion-ir.ru

<sup>2</sup>Moscow Institute of Physics and Technology  
9 Institute al., Dolgoprudny, Moscow Region, 141700, Russia

Received May 18, 2015

*InGaAs is one of important material for the visible to SWIR range in producing of the meza-photodiode FPA including devices with wideband barrier layer AlInAs. A dark current of the  $p-i-n$  junction diode under a reverse bias condition consists of the bulk and surface components. The major role of tunneling currents in InGaAs heterostructures was shown. It was obtained reducing of two orders in diffusion current ( $J_{diff}$ ) and generation-recombination current ( $J_{g-r}$ ) for the FPA with the InAlAs barrier layer. As a result of the fitting to the experimental results of volt-ampere characteristic, the surface recombination rate has been determined on the absorption  $n$ -layer interface.*

PACS: 42.79.Pw, 85.60.Gz, 07.57.Kp, 85.60.Dw, 42.25.Gy, 78.20.Ci

Keywords: photoreceivers, InGaAs, heterostructures, volt-ampere characteristic, barrier layer.



## REFERENCES

1. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *Solid-State Photoelectronics. Photodiodes*. (Fizmatkniga, Moscow, 2011) [in Russian].
2. A. M. Filachev, I. I. Taubkin, and M. A. Trishenkov, *The Current Status and Main-Line Trackage for Development of Photoelectronics* (Fizmatkniga, Moscow, 2010) [in Russian].
3. K. O. Boltar, I. V. Chinareva, A. A. Lopukhin, et al., *Prikladnaya Fizika*, No. 5, 10 (2013).
4. I. Gyuro, in *Book: Compound Semiconductor Industry Directory*, P. 58—68 (Elsevier Science Ltd., 1996).
5. G. B. Stringfellow, *Organometallic Vapor-Phase Epitaxy: Theory and Practice* (Academic Press, New York, 1999).
6. Bora M. Onat, Xudong Jiang, and Mark Itzler, in *LEOS Annual Meeting Conference Proceedings, 2009* (LEOS 09 IEEE/ DOI 10.1109/LEOS.2009.5343289).
7. Melissa J. Griggs, Brendan M. Kayes, and Harry A. Atwater, *Proc. SPIE* **6339**, 63390D-1.
8. Bora M. Onat, Wei Huang, Navneet Masaun, et al., *Proc. SPIE* **6542**, 65420L (2007).
9. G. M. Williams, M. Compton, D. A. Ramirez, et al., *IEEE J. Electron Devices Society (J-EDS)* **1** (2), 54 (2013). DOI 10.1109/JEDS.2013.2258072.
10. S. R. Forrest, *IEEE J. Quantum Electron.* **17**, 217 (1981).

\* \* \*