

## 07 Вольт-амперные характеристики и сбор фототока в радиально симметричных поверхностно облучаемых фотодиодах на основе InAsSb(P)

© С.А. Карандашев,<sup>1</sup> Б.А. Матвеев,<sup>1</sup> В.И. Ратушный,<sup>2</sup> М.А. Ременный,<sup>1</sup>  
А.Ю. Рыбальченко,<sup>2</sup> Н.М. Стусь<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Волгодонский инженерно-технический институт Национального исследовательского ядерного университета „МИФИ“,  
347360 Волгодонск, Ростовская область, Россия  
e-mail: bmat@iropt3.ioffe.ru

(Поступило в Редакцию 15 июля 2013 г. В окончательной редакции 21 апреля 2014 г.)

Проведен расчет вольт-амперных характеристик поверхностно облучаемых фотодиодов на основе InAsSb(P) в рамках простой модели, учитывающей радиальное изменение латерального сопротивления слоя полупроводника на облучаемой стороне. Показана применимость предложенной модели для прогнозирования особенностей распределения плотности фототока и их влияния на чувствительность фотодиодов.

### Введение

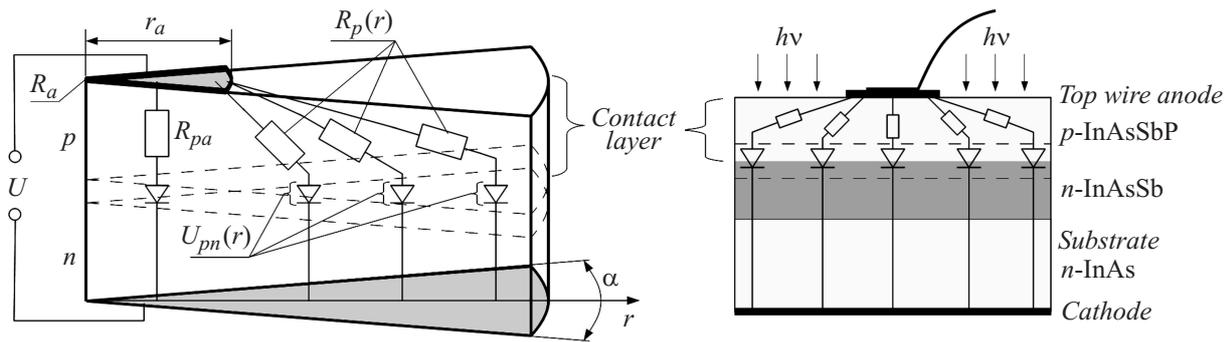
Одной из распространенных конструкций фотодиодов (ФД) средневолнового инфракрасного диапазона спектра ( $\lambda = 2\text{--}5\ \mu\text{m}$ ), встречающейся в литературе и востребованной в связи с простотой изготовления и широким спектром чувствительности, является поверхностно облучаемый диод, в котором один из омических контактов, частично затеняющий падающее излучение и выполненный в виде металлического диска, расположен на обращенной к источнику неравновесного излучения эпитаксиальной стороне полупроводниковой структуры [1]. Особенностью таких ФД, работающих в области спектра  $\lambda > 4\ \mu\text{m}$  при  $T > 300\ \text{K}$  (или  $E_g/kT < 12$ ), является существенная локализация протекания тока вблизи дискового контакта при малом обратном смещении  $p\text{--}n$ -перехода и неполный сбор фотогенерированных носителей, приводящий к снижению токовой чувствительности ФД [2].

При изучении особенностей растекания тока, определяющих многие свойства диодных структур, используются, как правило, модели, основанные на решении уравнения Лапласа, при этом авторы обычно ограничиваются рассмотрением случая больших прямых смещений, актуальных для работы светодиодов (СД) [3]. В [4] изучались экспериментальные и полученные из расчетов особенности растекания тока при прямом и обратном смещении  $p\text{--}n$ -перехода для СД на основе градиентных структур InAsSb/InAsSbP; для расчетов применялась модель, основанная на решении уравнений Максвелла. В то же время анализу особенностей растекания тока при малых смещениях  $p\text{--}n$ -перехода, включая обратные смещения, и их влиянию на вид обратной ветви ВАХ и основные характеристики ФД уделялось недостаточно внимания.

В настоящей работе описывается простая модель для расчета и приводится анализ пространственного распределения плотности тока и ВАХ при прямом и обратном смещениях в наиболее распространенных радиально симметричных поверхностно облучаемых ФД, имеющих мезу круглой формы и дисковый контакт в ее центре. Результаты расчета сопоставляются с экспериментальными данными для ФД на основе структур InAs/InAsSb(P) с максимумом чувствительности при  $\lambda = 4.7\ \mu\text{m}$  (длинноволновая граница чувствительности  $\lambda_{0.1} = 5.2\ \mu\text{m}$ ), а также с результатами, полученными ранее.

### Описание модели. Образцы и методика измерений

При создании математической модели мы исходили из того, что для средневолновых инфракрасных ФД чаще других используют эпитаксиальные структуры с нелегированными активными областями, полученными на подложке  $n$ -типа проводимости, например, представляющими собой активную область  $n\text{-InAsSb}$  на подложке  $n$ - или  $n^+\text{-InAs}$  [2,4]. Легированные слои  $p$ -типа проводимости ( $p \approx 10^{17}\text{--}10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ ), например выполненные из твердого раствора InAsSbP, являются контактными, обращенными к источнику излучения (схема таких ФД показана на рис. 1 справа). Нелегированный InAs и близкие к InAs по составу твердые растворы имеют типичные значения концентрации электронов  $n \approx 10^{16}\text{--}10^{17}\ \text{cm}^{-3}$  и удельное объемное сопротивление  $\rho \sim 10^{-3}\text{--}10^{-2}\ \Omega \cdot \text{cm}$  [5]. В легированном  $p\text{-InAs}$  и близких к InAs по составу твердых растворах при  $p \sim 10^{17}\text{--}10^{18}\ \text{cm}^{-3}$  значения объемного сопротивления составляют  $\rho \sim 10^{-2}\text{--}10^{-1}\ \Omega \cdot \text{cm}$  [6]. Поскольку в фотодиодных структурах  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n\text{-InAs}$  суммарная толщина областей  $n$ -типа обычно на два порядка



**Рис. 1.** Эквивалентная электрическая схема выделенного элемента диода (слева); схема структуры ФД (справа). Штриховые линии ограничивают область объемного заряда, расположенную на границе контактного слоя (contact layer) и активной области  $n\text{-InAsSb(P)}$ , выращенной на подложке ( $n\text{-InAs}$  substrate) с напыленным на ее поверхности катодом (cathode).

больше, а латеральное сопротивление соответственно на 2–3 порядка меньше по сравнению с областью  $p$ -типа, влияние областей  $n$ -типа на распределение плотности тока в  $p$ – $n$ -переходе незначительно.

Типичным для поверхностно облучаемых ФД является наличие контакта (как правило, анода), расположенного в центре мезы и имеющего площадь не более 10% от площади мезы. Сравнительно малые по сравнению с мезой размеры контакта позволяют пренебречь влиянием его переходного сопротивления на характер распределения плотности тока поперек мезы, при этом его влияние на величину полного тока через диод сохраняется.

Динамическое сопротивление в нуле смещения для ФД, выполненных на основе структур  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAsSb}/n\text{-InAs}$  и работающих в области спектра  $\lambda > 4\ \mu\text{m}$ , составляет несколько Ом [7]. Величина же последовательного сопротивления для таких диодов обычно составляет доли Ома (см., например, [8]). Это позволяет при расчете общего тока для малых смещений игнорировать падение напряжения на контактном сопротивлении. При больших прямых смещениях динамическое сопротивление  $p$ – $n$ -перехода становится меньше контактного сопротивления. В этих случаях падение напряжения на последнем учитывалось при расчете полного тока через диод.

Расчет пространственного распределения плотности тока проводился путем разбивки цилиндра мезы на секторы с углом  $\alpha$  в соответствии с эквивалентной схемой, приведенной слева на рис. 1. Область каждого сектора вне анода разбивалась на элементы равной длины  $\Delta r$  (ось  $r$  направлена по радиусу). Для каждого элемента с площадью фрагмента  $p$ – $n$ -перехода  $S_r(r)$  рассчитывались вертикальная ( $R_v(r)$ ) и латеральная ( $R_l(r)$ ) компоненты последовательного сопротивления  $R_p(r)$ , создаваемого слоем  $p$ -типа проводимости; эквивалентная электрическая схема элемента представлена на рис. 2, справа. Значение  $R_v(r)$  определялось по формуле

$$R_v(r) = \frac{\rho t}{S_r(r)},$$

где  $t$  — толщина контактного слоя.

Латеральное сопротивление определялось по методике, приведенной в [9] для проводников переменного сечения. При этом учитывалось линейное возрастание площади перпендикулярного  $p$ – $n$ -переходу сечения ( $S_{\perp}(r) = \alpha r$ ) области  $p\text{-InAsSbP}$  при увеличении  $r$  (рис. 2, слева).

Для проведения расчета общее латеральное сопротивление  $p$ -области в пределах сектора дополнительно разбивалось на „элементарные“ сопротивления, количество которых равно количеству фрагментов  $p$ – $n$ -перехода  $S_r(r)$  в пределах сектора и составляло  $(r_m - r_a)/\Delta r$ , где  $r_m, r_a$  — радиусы мезы и анода соответственно. Каждое „элементарное“ сопротивление соответствует своему фрагменту  $p$ – $n$ -перехода  $S_r(r)$  и характеризуется площадью  $S_{\perp}(r)\Delta r/(r_m - r_a)$ ; схема разбивки представлена на рис. 2, слева. При этом формула для расчета „элементарных“ латеральных сопротивлений  $R_l(r)$  имеет вид [9]

$$R_l(r) = \frac{\rho}{t\alpha} \ln\left(\frac{r}{r_a}\right) \frac{r_m - r_a}{\Delta r}.$$

Последовательное сопротивление  $R_p(r)$  определялось как геометрическая сумма компонент (рис. 2, справа)

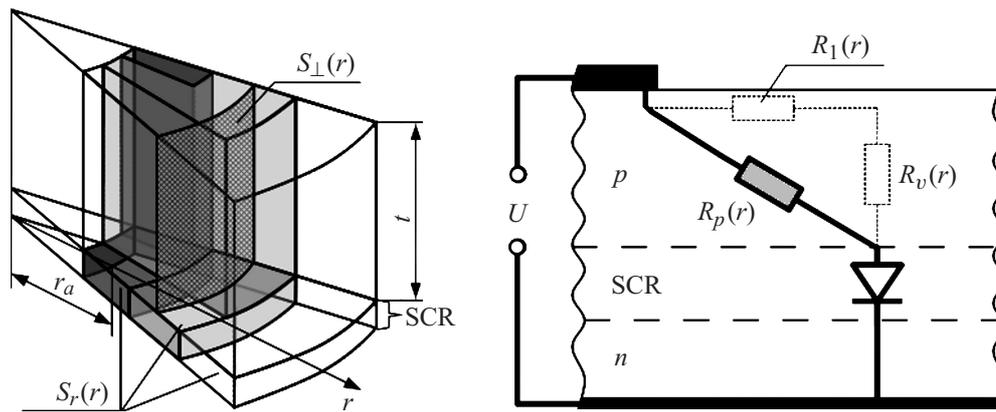
$$R_p(r) = \sqrt{R_v^2(r) + R_l^2(r)}.$$

Расчет распределения плотности тока  $J_r(r)$  производился путем решения для каждого элемента  $S_r(r)$  уравнения вида

$$J_r(r)R_p(r)S_r(r) + U_{pn}(r) = U, \quad (1)$$

где  $U$  — напряжение смещения,  $U_{pn}(r)$  — падение напряжения на  $p$ – $n$ -переходе (рис. 1).

Область диода под анодом рассматривалась как отдельный элемент с площадью  $S_a = \pi r_a^2$  и последовательным сопротивлением  $R_{pa} = \rho t/S_a$ . Ток в данной области ( $I_a$ ) определялся из уравнения вида (1).



**Рис. 2.** Схема разбивки сектора на элементы (слева); темным фоном различной плотности выделены „элементарные“ латеральные сопротивления контактного слоя и соответствующие им фрагменты  $p$ - $n$ -перехода, штриховкой выделена площадь сечения, перпендикулярного плоскости  $p$ - $n$ -перехода  $S_{\perp}(r)$ , используемая при расчете латерального сопротивления. Эквивалентная электрическая схема элемента с барьером в области пространственного заряда (SCR) приведена справа.

Полный ток в диоде ( $I_{\text{tot}}$ ) рассчитывался при суммировании по всем углам

$$I_{\text{tot}} = I_a + \int_0^{2\pi} \sum J_r(r) S_r(r) d\alpha.$$

Зависимость  $U_{pn}(r)$  от  $J_r(r)$  выражалась следующим образом:

$$U_{pn}(r) = \frac{\beta k T}{e} \ln \left( \frac{J_r(r)}{J_{\text{sat}}} + 1 \right),$$

где  $J_{\text{sat}}$  — плотность тока насыщения,  $\beta$  — фактор идеальности в модифицированной формуле Шокли для тока диода.

Коэффициент сбора фототока  $F$  при обратном смещении, учитывающий неполный сбор носителей из удаленных от контакта областей, определялся аналогично [2] по формуле

$$F = \frac{S_a}{I_a} \frac{I_{\text{tot}} - I_a}{A - S_a}. \quad (2)$$

Следует отметить, что в [2] значения  $F$  рассчитывались из распределения интенсивности отрицательной люминесценции для электронно-дырочных пар, генерированных фоновым излучением. В настоящей работе расчет  $F$  и других характеристик также проводился для темнового тока, при этом результаты расчета используются для анализа протекания фототока.

При проведении численных расчетов использовались характерные параметры для диодов двух типов. Образцы первого типа, описанные в [2], выращивались на подложках  $n$ -InAs ( $n \approx 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) и содержали активную область  $n$ -InAsSb ( $E_g = 300 \text{ meV}$ ) и контактный слой  $p$ -InAsSbP ( $E_g = 375 \text{ meV}$ ,  $p \approx 10^{17} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). ФД имели активную область размером  $(340 \times 340) - (390 \times 390) \mu\text{m}$  и дисковый анод диаметром  $100 \mu\text{m}$  в центре образца. Образцы второго типа,

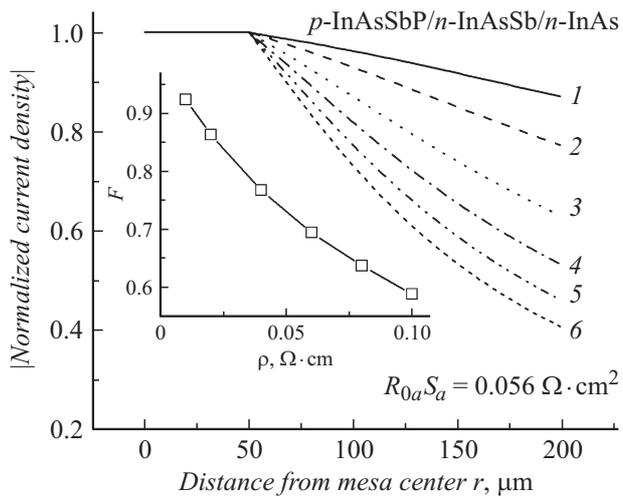
аналогичные описанным в [10], были выращены на подложках  $n$ -InAs ( $n = 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) и имели плавное изменение состава и ширины запрещенной зоны ( $\nabla E_g = -(1-2) \text{ meV}/\mu\text{m}$ ) в направлении роста градиентных слоев InAsSb(P) толщиной  $\sim 60 \mu\text{m}$ ;  $p$ - $n$ -переход формировался на глубине  $\sim 5 \mu\text{m}$  от „узкозонной“ поверхности  $p$ -InAsSb(P). Чипы имели мезы размером  $330 \times 330 \mu\text{m}$  и дисковые аноды диаметром  $80 \mu\text{m}$  в центре. Омический контакт к подложке  $n$ -InAs — катод — во всех образцах был сплошным.

При расчете падения напряжения на  $p$ - $n$ -переходе  $U_{pn}(r)$  предполагалось доминирование диффузионного тока ( $\beta = 1$ ) в соответствии с ранее проведенными оценками механизмов токопрохождения в аналогичных образцах с широкими контактами [7].

Измерение ВАХ образцов второго типа проводилось при питании диодов импульсами тока длительностью  $10 \mu\text{s}$  и частотой  $500 \text{ Hz}$ .

## Результаты расчетов и их обсуждение

На рис. 3 представлены распределение плотности тока вдоль  $p$ - $n$ -перехода (т.е. в направлении  $r$  на рис. 1), а также коэффициент сбора фототока  $F$  (см. вставку) ФД, имеющего характеристики, взятые из работы [2]: край чувствительности  $\lambda_{0,1} = 4.5 \mu\text{m}$ , значение произведения динамического сопротивления области  $p$ - $n$ -перехода под анодом на площадь анода  $R_{0a} S_a = 0.056 \Omega \cdot \text{cm}^2$  ( $J_{\text{sat}} = kT/(eR_{0a}S_a) = 0.46 \text{ A/cm}^2$ ,  $\beta = 1$ ). Варьируемым параметром при этом являлось значение удельного объемного сопротивления контактного слоя  $\rho$ . Как видно из рис. 3, расчет предсказывает существенную пространственную локализацию плотности обратного тока, что согласуется с результатами выполненными ранее экспериментов. Так, например, в [2] при малых смещениях указанная локализация являлась основной причиной неполного сбора фототока и снижения токовой



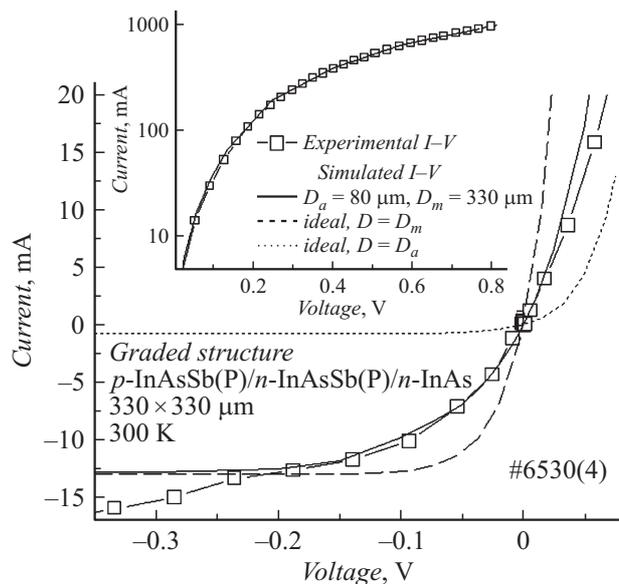
**Рис. 3.** Расчетные нормализованные распределения плотности обратного тока в ФД *p*-InAsSbP/*n*-InAsSb/*n*-InAs при  $U = -1$  мВ и различных значениях удельного объемного сопротивления контактного слоя InAsSbP  $\rho$ : 1 — 0.01, 2 — 0.02, 3 — 0.04, 4 — 0.06, 5 — 0.08, 6 — 0.1  $\Omega \cdot \text{cm}$ . На вставке — коэффициент сбора фототока.

чувствительности ФД. Отметим, что расчетное значение  $F \approx 0.65$  при  $\rho = 0.06-0.08 \Omega \cdot \text{cm}$  близко к значению коэффициента сбора фототока, полученному из анализа пространственного распределения интенсивности отрицательной люминесценции в [2] ( $\rho \approx 0.064 \Omega \cdot \text{cm}$ ). Небольшое различие между расчетными и определенными из эксперимента значениями может быть связано с несовершенством модели, в частности, с тем, что в эксперименте использовались квадратные образцы с несколько большей, чем в модели, площадью — в нашем случае модельный круглый объект был „вписан“ в квадратную мезу реального образца.

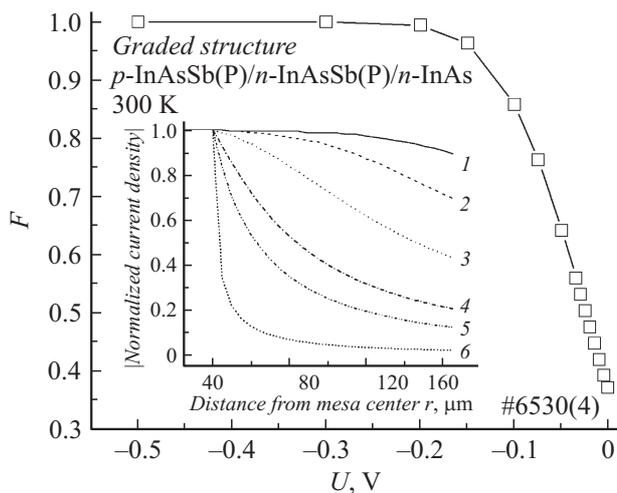
Из рис. 3 видно, что при фиксированном значении  $R_{0a}S_a$  уменьшение  $\rho$  сопровождается существенным увеличением эффективности сбора фототока из-за более равномерного пространственного распределения плотности обратного тока. Поэтому можно ожидать, что токовая чувствительность ФД может быть повышена за счет снижения сопротивления контактного слоя, например, путем увеличения концентрации легирующей *p*-примеси. Следует также иметь в виду, что при увеличении концентрации носителей заряда в слоях узкозонных полупроводников  $A^3B^5$  их вырождение в валентной зоне начинается с концентраций  $p > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  (см., например, [11]), поэтому потолок валентной зоны контактного слоя может оказаться выше дна зоны проводимости активной области в сильнолегированных образцах. Это может вызвать снижение динамического сопротивления „сильнолегированного“ диода за счет возрастания туннельного тока и соответственно привести к уменьшению обнаружительной способности ФД.

Одним из свойств диода с контактом ограниченной площади, согласно предложенной модели, является

плавное возрастание обратного тока при  $|U| > 3kT/e$  даже при отсутствии утечек по поверхности и туннельных составляющих тока. Действительно, при увеличении обратного смещения одновременно с истощением носителей вблизи от *p*-*n*-перехода происходит увеличение эффективной площади диода, т.е. площади ФД, участвующей в токопрохождении. Для иллюстрации этого на рис. 4 приведена экспериментальная ВАХ для диодов с  $\lambda_{0,1} = 5.2 \mu\text{m}$ , расчетные ВАХ для диода с диаметрами мезы и анода  $D_m = 330 \mu\text{m}$  и  $D_a = 80 \mu\text{m}$  соответственно, а также ВАХ для двух „идеальных диодов Шокли“, в которых оба контакта сплошные, а диаметры активных областей  $D$  составляют  $D = D_a$  и  $D = D_m$ ; наилучшее согласование расчетной и экспериментальной ВАХ было получено при значениях  $J_{\text{sat}} = 15 \text{ A/cm}^2$  и  $\beta = 1$ . Из рис. 4 видно, что при увеличении модуля обратного смещения имеет место плавное возрастание модуля тока, и при больших смещениях характеристики для диода с анодом ограниченной площади приближаются к ВАХ идеального диода с  $D = D_m$ . Возрастание обратного тока в эксперименте при  $U < -0.2 \text{ V}$  связано, вероятнее всего, с развитием туннельного пробоя, поэтому эта часть ВАХ не рассматривалась нами в качестве объекта сравнения с расчетом. Отметим также, что приближение обратной ветви ВАХ к виду, характерному для „идеального диода“ ( $D = D_m, \beta = 1$ ) и показанному на рис. 4 штриховой линией, наблюдалось экспериментально при существенном увеличении площади/периметра анода [12].



**Рис. 4.** Экспериментальные (Experimental  $I-V$ ) (точки  $\square$ ) и рассчитанные по предлагаемой модели (Simulated  $I-V$ ) ВАХ для ФД с дисковым анодом ограниченной площади (сплошные линии); ВАХ идеальных диодов (ideal), содержащих сплошные контакты и имеющих диаметры активной области  $D = D_m$  (длинный штрих) и  $D = D_a$  (короткий штрих).



**Рис. 5.** Расчетная зависимость коэффициента сбора фототока от напряжения обратного смещения  $p$ - $n$ -перехода в образце на основе градиентной структуры  $p$ -InAsSb(P)/ $n$ -InAsSb(P)/ $n$ -InAs ( $\lambda_{0,1} = 5.2 \mu\text{m}$ ) при 300 K (точки  $\square$ ). Линии на вставке — расчетное нормализованное распределение модуля плотности тока при различных значениях напряжения смещения/полного тока: 1 —  $(-0.15 \text{ V})/(-12.3 \text{ mA})$ , 2 —  $(-0.1 \text{ V})/(-11 \text{ mA})$ , 3 —  $(-0.05 \text{ V})/(-7.2 \text{ mA})$ , 4 —  $(-0.001 \text{ V})/(-0.2 \text{ mA})$ , 5 —  $(+0.028 \text{ V})/(+6 \text{ mA})$ , 6 —  $(+0.13 \text{ V})/(+55 \text{ mA})$ . Значения напряжения прямого смещения определены с учетом влияния переходного сопротивления анода  $R_a$  (см. рис. 1).

При прямом смещении происходило сгущение линий плотности тока и уменьшение эффективной площади протекания тока, при этом характеристики диода с „ограниченным“ анодом при больших токах приближались к ВАХ идеального диода с  $D = D_a$ . На рис. 4 также представлены ВАХ при больших прямых смещениях (см. вставку); из этих данных было определено последовательное сопротивление  $R_s = 0.55 \Omega$ ; расчетная ВАХ определялась с учетом влияния переходного сопротивления анода  $R_a$ . Последнее, как уже отмечалось выше, не влияет на характер растекания тока в диоде, что позволяет учитывать влияние  $R_a$  на ВАХ путем простого добавления падения напряжения на аноде ( $I_{\text{tot}}R_a$ ) к величине  $U$ , задаваемой при определении  $I_{\text{tot}}$  (рис. 1 и формула (1)). Наилучшее согласование экспериментальной и расчетной ВАХ было получено при значении  $R_a = 0.5 \Omega$ , близком к значению  $R_s$ .

На рис. 5 представлено расчетное нормализованное распределение плотности тока при разных смещениях (см. вставку) для фотодиода с красной границей чувствительности  $\lambda_{0,1} = 5.2 \mu\text{m}$ . Из рис. 5 видно, что при большом прямом смещении основная часть тока протекает в области диода под анодом, а при уменьшении прямого смещения и переходе к обратному смещению вблизи анода формируется область, в которой растекание тока равномерно и величина  $J_r(r)$  равна плотности тока под анодом. При увеличении модуля

обратного смещения данная область расширяется к границам мезы. Это приводит к возрастанию коэффициента сбора фототока  $F$ , зависимость которого от напряжения обратного смещения также представлена на рис. 5. Из рис. 5 видно, что значение  $F$  при минимальном значении  $|U|$  невелико и составляет  $F \approx 0.35$ . В этой связи можно ожидать повышения токовой чувствительности примерно в 2.7 раза при создании условий для почти полного сбора фототока, например, при приложении обратного смещения и/или увеличении периметра анода. Данная оценка удовлетворительно согласуется с результатами работы [12], в которой для близких по дизайну ФД с длинноволновой границей рабочего спектра  $\lambda_{0,1} = 5.8 \mu\text{m}$  было зафиксировано повышение токовой чувствительности в 3 раза при увеличении периметра контакта, т.е. при переходе от точечного к решетчатому (развитому) аноду, эффективно собирающему фототок по всей площади  $p$ - $n$ -перехода. Второй способ увеличения коэффициента сбора фототока (приложение большого обратного смещения) предполагает, очевидно, и повышение токовых шумов, что может негативно сказаться на величине обнаружительной способности ФД. Изучение влияния величины смещения в ФД на его обнаружительную способность будет выполнено нами в отдельной работе.

## Заключение

Таким образом, показано, что пространственное распределение плотности тока, включая сгущение линий тока вблизи омического контакта и ВАХ при прямом и обратном смещениях в радиально симметричных диодах с ограниченной площадью анода, могут быть описаны простой аналитической моделью, учитывающей радиальное изменение латерального сопротивления слоя полупроводника, примыкающего к контакту. Предложенная модель расчета позволяет корректировать и прогнозировать основные характеристики широкополосных ФД, облучаемых со стороны слоя  $p$ -типа проводимости, работающих в спектральной области  $\lambda > 4 \mu\text{m}$  в режиме измерения фототока, например, предсказывать плавное возрастание модуля обратного тока при  $|U| > 3kT/e$  и рост токовой чувствительности ФД при увеличении модуля обратного смещения.

## Список литературы

- [1] Ильинская Н.Д., Карандашев С.А., Латникова Н.М., Лавров А.А., Матвеев Б.А., Петров А.С., Ременный М.А., Севостьянов Е.Н., Стусь Н.М. // Письма в ЖТФ. 2013. Т. 39. Вып. 18. С. 45–52.
- [2] Ильинская Н.Д., Закгейм А.Л., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ратушный В.И., Ременный М.А., Рыбальченко А.Ю., Стусь Н.М., Черняков А.Е. // ФТП. 2012. Т. 46. Вып. 5. С. 708–713.
- [3] Шуберт Ф. Светодиоды. Пер. с англ. / Под ред. А.Э. Юновича. 2-е изд. М.: Физматлит, 2008.

- [4] *Malyutenko V.K., Malyutenko O.Yu., Podoltsev A.D., Kucheryavaya I.N., Matveev B.A., Remennyi M.A., Stus N.M.* // Appl. Phys. Lett. 2001. Vol. 79. N 25. P. 4228–4230.
- [5] *Воронина Т.И., Лагунова Т.С., Мoiseев К.Д., Розов А.Е., Сиповская М.А., Степанов М.В., Шерстнев В.В., Яковлев Ю.П.* // ФТП. 1999. Т. 33. Вып. 7. С. 781–788.
- [6] *Folberth O.G., Madelung O., Weiss H.* // Z. Naturforsch. 1954. Vol. 9A. P. 954.
- [7] *Remennyu M.A., Matveev B.A., Zotova N.V., Karandashev S.A., Stus N.M., Ilinskaya N.D.* // Proc. SPIE. 2007. Vol. 6585. P. 658 504.
- [8] *Зотова Н.В., Ильинская Н.Д., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Стусь Н.М.* // ФТП. 2006. Т. 40. Вып. 6. С. 717–723.
- [9] *Геворкян Р.Г.* Курс физики: Учеб. пособие. М.: Высш. школа, 1979. 656 с.
- [10] *Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Мжельский И.В., Половинкин В.Г., Ременный М.А., Рыбальченко А.Ю., Стусь Н.М.* // ФТП. 2012. Т. 46. Вып. 2. С. 258–261.
- [11] [http://matprop.ru/InAs\\_bandstr](http://matprop.ru/InAs_bandstr)
- [12] *Ильинская Н.Д., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Стусь Н.М.* // Письма в ЖТФ. 2012 Т. 38. Вып. 5. С. 85–90.