

07

## Охлаждаемые фотодиоды на основе одиной гетероструктуры II типа $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$

© Н.Д. Ильинская, С.А. Карандашев, Н.М. Латникова,  
А.А. Лавров, Б.А. Матвеев, А.С. Петров,  
М.А. Ременный, Е.Н. Севостьянов, Н.М. Стусь

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург  
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет  
„ЛЭТИ“ им. В.И. Ульянова (Ленина) (СПбГЭТУ)  
ОАО «ЦНИИ Электрон», Санкт-Петербург  
E-mail: bmat@iropt3.ioffe.ru

Поступило в Редакцию 27 мая 2013 г.

Представлен анализ вольт-амперных и спектральных характеристик фотодиодов на основе одиной гетероструктуры  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$ , полученной на сильнолегированной подложке  $n^+\text{-InAs}$  ( $n^+ \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Показано, что при низких температурах ( $77 < T < 190 \text{ K}$ ) имеет место преобладание генерационно-рекомбинационного механизма токопрохождения, характерного для  $p\text{-}i\text{-}n$ -диодов. Представлены ожидаемые параметры ФД, достижимые с использованием данных гетероструктур.

Фотометрия и пирометрия с использованием фотодиодов (ФД) среднего ИК-диапазона электромагнитного спектра ( $3\text{--}5 \mu\text{m}$ ) занимают лидирующее место по росту областей применения, благодаря постоянному совершенствованию как средств обработки сигнала, так и самих конструкций фотоприемников [1]. В работах [2,3] были предложены и реализованы изопериодные гетеропереходы  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$  в диодных лазерах и ФД для области длин волн, близких к  $3 \mu\text{m}$ . Слои InAsSbP имели низкую плотность дислокаций и большую, чем у InAs, ширину запрещенной зоны ( $\Delta E_g = 50\text{--}100 \text{ meV}$ ), обеспечивающую оптическое и электрическое ограничение в лазерах и снижение темновых токов в фотодиодах. Впоследствии исследования ФД на основе  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$  помимо ФТИ им. А.Ф. Иоффе были продолжены также в Казанском высшем командно-инженерном училище [4], университетах

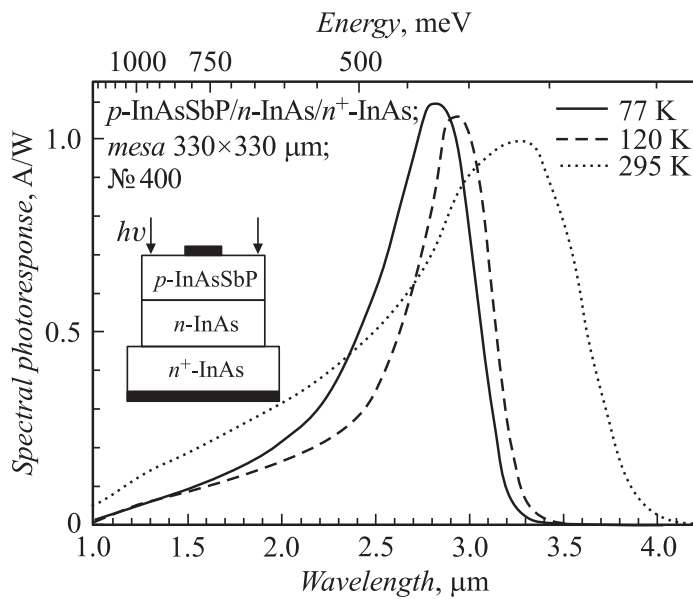
городов Ланкастер [5], Ереван [6], Бурса [7] и в исследовательском центре фирмы Hamamatsu [8]. Ряд компаний уже наладили мелкосерийное производство неохлаждаемых ФД на основе  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$ , включая ФД с иммерсионными линзами; описание свойств структур с указанным гетеропереходом можно также найти в обзорах [9], спецификациях и статьях, посвященных светодиодам [10] и источникам отрицательной люминесценции.

Вместе с тем исследованиям ФД на основе  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$  при криогенных температурах, для которых ожидается существенное снижение уровня токовых шумов, уделялось недостаточно внимания. Кроме того, в большинстве случаев образцы для исследований содержали лишь один эпитаксиальный слой  $p\text{-InAsSbP}$  с активной областью, сформированной в глубине подложки (см., например, [7]), что снижало возможность тонкого подбора параметров технологического процесса получения активной области ФД с требуемой толщиной и уровнем легирования.

В данной работе мы представляем результаты исследований электрических и фотоэлектрических свойств ФД на основе одиночных гетероструктур, содержащих  $p\text{-}n$ -переход, сформированный при эпитаксиальном наращивании слоев  $p\text{-InAsSbP}$  и  $n\text{-InAs}$  в области температур 77–373 К.

Изопериодные с InAs эпитаксиальные структуры были аналогичны исследованным нами ранее [11,12] и содержали сильнолегированную подложку  $n^+\text{-InAs}$  ( $n^+ \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), специально нелегированный активный слой  $n\text{-InAs}$  толщиной 4–6  $\mu\text{m}$  и широкозонный слой твердого раствора  $p\text{-InAsSbP}_{0.18}$  толщиной 2–3  $\mu\text{m}$ , легированный Zn в процессе роста. Разрывы зон на гетерогранице II типа составили  $\Delta E_c = 119 \text{ meV}$  и  $\Delta E_v = -30 \text{ meV}$  (300 К) [11].

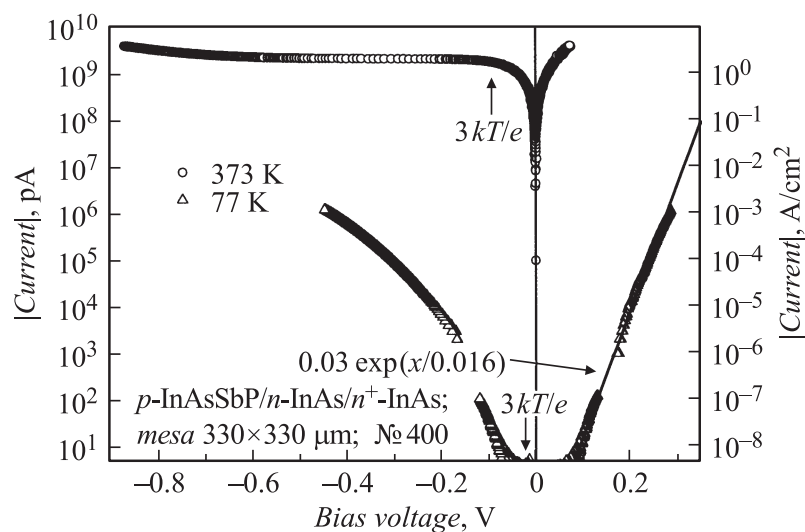
Чипы ФД имели квадратную мезу размером  $330 \times 330 \mu\text{m}$ , полученную с помощью стандартной „мокрой“ фотолитографии. Дисковый контакт к слою  $p\text{-InAsSbP}$  диаметром  $D_a = 80 \mu\text{m}$  располагался в центре мезы и создавался методом термического испарения металлов; контакт к подложке (катод) был сплошным, занимающим всю площадь тыльной стороны чипа. Образцы монтировались подложкой на алюминиевый черненый корпус светодиодов серии ИРС-2.



**Рис. 1.** Спектральные зависимости токовой чувствительности ФД для трех значений температур: 77, 120 и 295 К.

Диапазоны токов при измерении ВАХ составляли  $5 \text{ pA} - 1 \text{ μA}$  для температуры жидкого азота (77 К),  $1 - 120 \text{ μA}$  для температур в диапазоне 110–240 К и  $1 \text{ μA} - 5 \text{ mA}$  для  $T = 273 - 373 \text{ K}$ . Чувствительность ФД и спектральные характеристики измерялись с помощью модели черного тела с температурой 573 К и призмного монохроматора.

На рис. 1 представлены спектральные зависимости фоточувствительности при освещении со стороны слоя *p*-InAsSbP (геометрия измерений — „front surface illumination“ — изображена на вставке к рис. 1) для трех значений температур 77, 120 и 295 К. Длинноволновый край спектра чувствительности ФД сдвигался в соответствии с температурным изменением ширины запрещенной зоны InAs; коротковолновый край был „затянут“ из-за неглубокого залегания от поверхности *p*–*n*-перехода. Вырождение электронов в зоне проводимости подложки обеспечивало ее прозрачность в области  $3 \text{ μm}$  (см., например, данные



**Рис. 2.** Темновые ВАХ диода при температурах 77 (нижние кривые) и 373 К (верхние кривые).

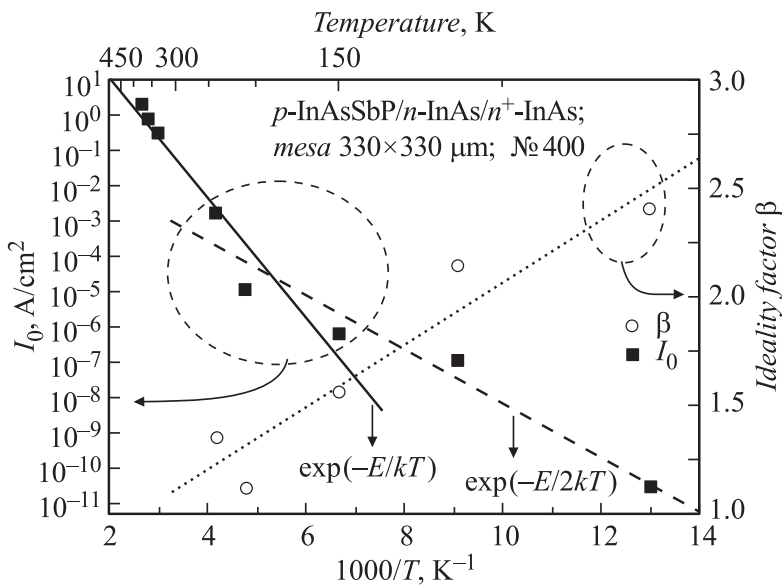
в [12]), благодаря этому часть фотонов, не поглощенных при первом прохождении через активный слой, имела возможность отражения от тыльного контакта [11] и последующего поглощения в слое  $n$ -InAs; в максимуме спектральной кривой токовая чувствительность составляла 1.1 A/W (77 K).

При наличии небольшой фоновой засветки, создаваемой экраном, охлаждаемым парами азота, ВАХ ФД при 77 K была смещена в область отрицательных значений токов ( $\Delta I \approx -130$  pA); при наличии металлического экрана, охлажденного до температуры 77 K, ВАХ не проявляли выраженного „смещения“ по оси ординат и имели вид темновых характеристик, представленный на рис. 2. Для прямого смещения при  $eU > 3kT$  ток экспоненциально возрастал с увеличением приложенного к ФД напряжения с характеристической энергией, составляющей  $\sim 16$  meV, что соответствовало фактору идеальности в модифицированной формуле Шокли  $\beta = 16/kT = 2.4$ . При этом „ток насыщения  $I_0$ “, также определенный из вышеуказанной

экспоненциальной зависимости, составил  $I_0^{77\text{K}} = 0.03$  pA. При других температурах ( $77 < T < 240$  K) характер зависимости тока от напряжения сохранялся. Ввиду преобладания сопротивления  $p$ - $n$ -перехода над сопротивлением пассивных слоев предполагалось равномерное распределение тока по мезе, и исследований сгущения линий тока, необходимых для коррекции данных [11], не проводилось. При повышенных температурах ( $T > 330$  K) обратный ток имел хорошо выраженную тенденцию к насыщению (см. данные для  $T = 373$  K на рис. 2), поэтому значение  $I_0$  определялось непосредственно из вида обратной ветви ВАХ; в области температур (273–310 K) явного насыщения обратного тока не наблюдалось. Возможная причина отсутствия насыщения обратного тока при  $T = 273$ –310 K заключена в утечках по поверхности диода при больших смещениях; не исключено также начало ударной ионизации, увеличивающей темновой ток [7]. По-видимому, эти же причины определяют вид обратной ветви и для низких температур.

С увеличением температуры фактор идеальности  $\beta$  уменьшался, а параметр  $I_0$  — увеличивался, как показано на рис. 3. Близость значения фактора идеальности к 2 при низких температурах может свидетельствовать о преобладании генерационно-рекомбинационного механизма токопрохождения, характерного для  $p$ - $i$ - $n$ -диода [9]. С повышением температуры генерационно-рекомбинационный механизм токопрохождения сменялся на диффузионный, поскольку значение  $\beta$  приближалось к единице. Вывод об изменении характера токопрохождения подтверждается также удовлетворительным соответствием температурного изменения значения  $I_0$  и функции  $\sim \exp(-E/kT)$  ( $E = 0.35$  eV) при  $T < 190$  K, показанной в виде сплошной прямой на рис. 3, и функции  $I_0 \sim \exp(-E/2kT)$  при  $T > 190$  K (пунктирная линия на рис. 3), что находится в согласии с общепринятым представлением о механизмах токопрохождения в  $p$ - $n$ -переходах на основе арсенида индия.

В обратной ветви при малых смещениях и  $T = 77$  K значение тока не превышало 5 pA ( $I_0 < 5$  pA), при этом ток быстро нарастал при увеличении смещения. Полученные данные позволяют сделать первые оценки обнаружительной способности ( $D^*$ ) ФД, используя известные соотношения:  $R_0 = \beta kT/I_0$ ,  $D^* = S_I(R_0 A/4kT\Delta f)^{0.5}$ , где  $I_0$  — темновой ток насыщения,  $\beta$  — фактор идеальности прямой ветви ВАХ,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $S_I$  — токовая чувствительность,



**Рис. 3.** Зависимость темного тока насыщения  $I_0$  (заполненные квадратики) и фактора идеальности  $n$  (пустые кружочки) от обратного значения температуры фотодиода на основе  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}/n^+\text{-InAs}$ . Сплошной линией показаны значения функции  $\exp(-E/kT)$ ,  $E = 0.35$  eV, интерполирующей экспериментальные точки для  $T > 190$  К. Пунктирной линией показаны значения функции  $\exp(-E/2kT)$ , интерполирующей экспериментальные точки для  $T < 190$  К. Линия, состоящая из точек, относится к значениям  $\beta$ .

$A$  — площадь активной части ФД,  $\Delta f$  — полоса частот. Полагая ток насыщения равным пределу измерения использованной нами установки (т.е.  $I_0 = 5$  pA) и  $\Delta f = 1$  Hz, можно получить значение  $D^*$  в максимуме спектральной кривой, равное  $2.3 \cdot 10^{13} \text{ cm} \cdot \text{Hz}^{1/2} \cdot \text{W}^{-1}$ , что значительно выше значений для известных  $p-i-n$ - [9] и  $p-n$ - [7] фотодиодов. Высокое значение  $D^*_\lambda$  может свидетельствовать как об электрическом ограничении дырок барьером на изотипной границе  $n^+\text{-InAs}/n\text{-InAs}$  и несущественности процессов туннелирования носителей, так и о малом количестве структурных дефектов и глубоких центров рекомбинации в активной области изопериодной  $p-i-n$ -гетерокомпозиции.

Вероятнее всего, истинный ток насыщения значительно ниже, чем  $5 \text{ pA}$ ,<sup>1</sup> поэтому можно ожидать, что при более тщательных измерениях преимущество полученных нами фотодиодов перед аналогами еще более возрастет.

Таким образом, показано, что в области низких температур ( $T < 190 \text{ K}$ ) прохождение тока в диодах на основе одиночных гетероструктур  $p\text{-InAsSbP}/n\text{-InAs}$  определяется в основном генерацией и рекомбинацией носителей в слое объемного заряда  $p\text{-}n$ -перехода; при этом вблизи нулевого смещения ( $|U| < 50 \text{ meV}$ ) значения токов не превосходят значений  $5 \cdot 10^{-9} \text{ A/cm}^2$  ( $77 \text{ K}$ ), что позволяет надеяться на получение высоких эксплуатационных характеристик фотодиодов в спектральной области  $3 \text{ }\mu\text{m}$  при криогенных температурах.

Авторы выражают благодарность Н.В. Зотовой за интерес и внимание, проявленные к данной работе, а А.Л. Закгейму, А.В. Чернякову (Научно-технологический центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур при Физико-техническом институте им. А.Ф. Иоффе РАН) и Н.Г. Карпухиной (ООО „ИоффеЛЕД“) за помощь в проведении экспериментов и создании образцов для исследований.

## Список литературы

- [1] *Sotnikova G.Yu., Aleksandrov S.E., Gavrilov G.A.* // Proc. SPIE. 2011. V. 8073. P. 80731A, doi: 10.1117/12.886309.
- [2] *Айдаралиев М., Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Стусь Н.М., Талалакин Г.Н.* // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. В. 9. С. 563–565.
- [3] *Пенцов А.В., Слободчиков С.В., Стусь Н.М., Филаретова Г.М.* // А.с. № 295951 по заявке № 3207490/31–26 с приоритетом от 15.08.1988.
- [4] *Андрушко А.И., Пенцов А.В., Салихов Х.М., Слободчиков С.В.* // ФТП. 1991. Т. 25. В. 10. С. 1685–1689.
- [5] *Krier A., Mao Y.* // Infrared Physics & Technology. 1997. V. 38. P. 397–403.
- [6] *Gevorkyan V.A.* // J. Crystal Growth. 2003. V. 249. P. 149.
- [7] *Ahmetoglu M. (Afrailov)* // Infrared Physics & Technology. 2010. V. 53. P. 29–32.
- [8] *Xiu Ying G., Tomuo Y., Hirofumi K., Takamitsu M., Takefumi I., Takayoshi K., Mitsuru A., Yasuhiro H., Masashi K.* // J. Appl. Phys. 1997. V. 36. P. 2614–2616.

<sup>1</sup> Значение  $I_0^{77\text{K}}$  составляет  $\sim 0.03 \text{ pA}$ .

- [9] *Rogalskii A.* // Infrared Photodetectors. Second Addition. Taylor & Francis, 2012.
- [10] *Зотова Н.В., Ильинская Н.Д., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Стусь Н.М.* // ФТП. 2008. Т. 42. В. 6. С. 641–657.
- [11] *Зотова Н.В., Карандашев С.А., Матвеев Б.А., Ременный М.А., Рыбальченко А.Ю., Стусь Н.М.* // ФТП. 2011. Т. 45. В. 4. С. 554–559.
- [12] *Matveev B.A., Zotova N.V., Karandashev S.A., Remennyi M.A., Stus' N.M.* // Proc. SPIE. 2002. V. 4650. P. 173–178.