

## ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИБРИДНОЙ ИЗОТИПНОЙ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ $p$ -InP- $p$ -InGaAs С БАРЬЕРОМ ШОТТКИ Pd- $p$ -InP

© С.В.Слободчиков, Е.В.Руссу, Х.М.Салихов,  
М.М.Мередов, А.И.Язлыева

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия  
(Получена 5 июля 1995 г. Принята к печати 11 июля 1995 г.)

Выращена гибридная структура, включающая изотипный гетеропереход  $p$ -InP- $p$ -In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As и диод Шоттки Pd- $p$ -InP. Исследованы вольт-амперные, вольт-фарадные характеристики, спектральная зависимость фоточувствительности, зависимость фототока от смещения, магнитного поля.

Показано изменение электрофизических свойств при воздействии на структуру атмосферы, содержащей 500 ppm (0.05 %) H<sub>2</sub>.

Диодные структуры различных видов на основе  $n(p)$ -InGaAs на протяжении ряда лет являются объектом разносторонних исследований, особенно в связи с широкими возможностями их практического использования. Технические разработки были направлены прежде всего на создание оптимальных конструкций  $p$ - $i$ - $n$ -структур, диодов Шоттки, лавинных фотодиодов, гетеропереходов для быстродействующих фотоприемников в диапазоне длин волн  $1.3 \div 1.6$  мкм [1-6]. Были опубликованы данные по внешнему фотоэффекту [7], фотоэлектрическим свойствам изотипных гетероструктур  $n$ -InP- $n$ -InGaAs [8]. Среди возможных практических применений полупроводниковых диодных структур на протяжении ряда лет видное место занимает проблема создания детекторов водорода и водородсодержащих газов. В числе работ, посвященных этой проблеме и опубликованных нами ранее, находится работа по фотодетектору как детектору водорода на основе InGaAs [9].

В настоящей статье изложены результаты исследований гибридной структуры на основе изотипного гетероперехода  $p$ -InP- $p$ -In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As и барьера Шоттки, образованного палладиевым контактом на  $p$ -InP. Изучение электрических и фотоэлектрических свойств такой структуры, помимо выявления особенностей токопереноса, фотогенерации и релаксации тока, дает возможность оценить ее потенциальные возможности для широкого практического применения.

Изотипная гетероструктура выращивалась на подложке  $p$ -InP (концентрация дырок  $p = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) методом газофазной эпитаксии в хлоридной системе In-HCl-GaAs-H<sub>2</sub>. Поверх буферного слоя  $p$ -InP ( $p = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) выращивался слой  $p$ -In<sub>0.53</sub>Ga<sub>0.47</sub>As толщиной  $\sim 1.5 \text{ мкм}$  с концентрацией дырок  $p = 3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , подвижностью  $\sim 100 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  и далее — слой  $p$ -InP толщиной  $\sim 1 \text{ мкм}$  с концентрацией дырок  $p = 1 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Барьерный контакт к этому последнему слою создавался осаждением палладия в вакууме при остаточном давлении  $\sim 10^{-5} \text{ мм рт.ст.}$ , его площадь составляла  $s = 7.8 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2$ , толщиной  $d = 400 \text{ \AA}$ . Омический контакт со стороны подложки к  $p$ -InP создавался вакуумным осаждением сплава Ag+5% Zn с последующим вплавлением при температуре  $420^\circ\text{C}$ . Схема структуры показана на рис. 1, а.

Исследования электрических и фотоэлектрических свойств включали измерения вольт-амперных ( $I-V$ ) и вольт-фарадных ( $C-V$ ) характеристик, спектров напряжения холостого хода ( $V_{oc}$ ) и тока короткого замыкания ( $I_{sc}$ ) в зависимости от приложенного смещения, магнитного поля, влияния газовой среды с водородом, а также измерения релаксации фототока.

## 2. Электрические характеристики

Очевидно, что токоперенос через гибридную структуру определяется особенностями токопрохождения через ее составляющие — диод Шоттки Pd- $p$ -InP и гетерограницу  $p$ -InP- $p$ -InGaAs. Вольт-амперные характеристики типичных образцов приведены на рис. 1, б. При прямых смещениях  $V$  (знак «-» на Pd) ток  $I$  может быть выражен как

$$I \sim \exp \frac{qV}{nkT} \quad (1)$$

с коэффициентом  $n = 3 \div 3.5$  ( $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура,  $q$  — заряд электрона). Обратная ветвь лучше аппроксимируется степенным законом  $I \sim V^m$ , где  $m = 3 \div 4$ . Хотя однозначную и точную оценку вклада каждой границы дать довольно сложно, можно однако сделать некоторые выводы. В этой связи представляют интерес вольт-фарадные характеристики и влияние водорода на вольт-амперные характеристики. На рис. 2 приведены зависимости  $C^{-2} = f(V)$  при обратном смещении. Емкость измерялась на частоте  $1 \text{ МГц}$ . С учетом конструкции гибридной структуры измеряемая емкость должна содержать вклады емкости диода Шоттки  $C_1$  и емкости гетероструктуры  $C_2$ :

$$C = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}. \quad (2)$$

Как видно из рисунка, в интервале обратных смещений  $0 \div 1.4 \text{ В}$  наблюдается линейная зависимость, отсечка на оси абсцисс дает значение  $V_1 = 0.80 \text{ эВ}$ , и определенная отсюда высота барьера Шоттки

$$\varphi_b = V_1 + \frac{kT}{q} \left[ 1 + \ln \left( \frac{N_v}{N_a} \right) \right]$$

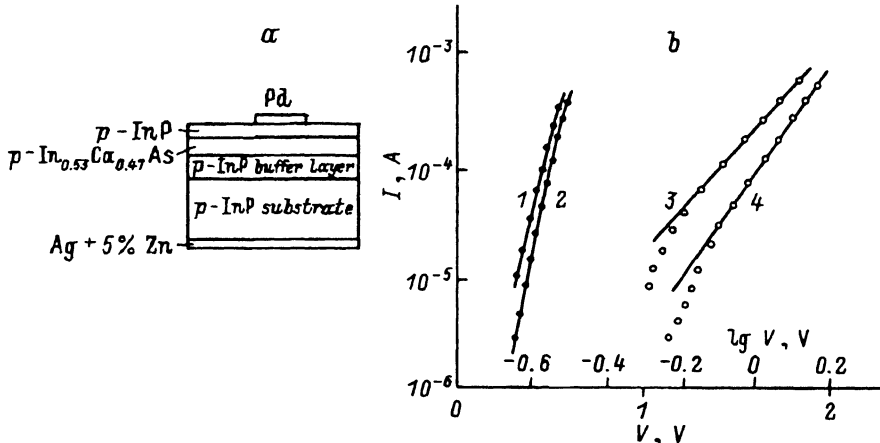


Рис. 1. *a* — схема гибридной структуры изотипный гетеропереход  $p\text{-InP-p-InGaAs}$  с диодом Шоттки  $\text{Pd-p-InP}$ . *b* — вольт-амперные характеристики при прямых (« $\rightarrow$ » на Pd) (1, 2) и обратных (3, 4) смещениях без  $\text{H}_2$  (1, 3) и в атмосфере воздух+500 ppm  $\text{H}_2$  (2, 4).

составляет 0.90 эВ при значениях концентрации акцепторов  $N_a$  и плотности состояний в валентной зоне  $N_v$ , характерных для  $p\text{-InP}$ . Эта величина  $\varphi_b$  совпадает с найденной в [10] для диода Шоттки  $\text{Pd-p-InP}$  из вольт-фарадной характеристики. Из (2) и эксперимента следует, что  $C_1 \ll C_2$  и толщина слоя объемного заряда диода Шоттки больше соответствующей величины для изотипного гетероперехода,  $W_1 > W_2$ . Это должно привести к существенному вкладу этого слоя в механизм токопереноса.

На рис. 1, *b* представлены обратные ветви вольт-амперной характеристики структуры, снятые в обычной воздушной среде (кривая 3) и в условиях импульсного воздействия смеси воздуха с  $\text{H}_2$  в концентрации 500 ppm (0.05 %) по объему (кривая 4). Отметим, что наибольшее снижение величины обратного тока при воздействии  $\text{H}_2$ , примерно на порядок, наблюдается при малых смещениях. С ростом обратного напряжения относительное изменение темнового тока становится меньше и, например, при  $V = 1.6$  В составляет всего 25%. Из проведенных нами ранее исследований по влиянию водорода на диодные структуры на основе  $p$ - и  $n$ -Si [11] было установлено, что в структурах на  $p$ -Si изменение как электрических, так и фотоэлектрических характеристик определяется увеличением высоты барьера  $\varphi_b$ .

Исследования емкости в нашем случае подтверждают увеличение  $\varphi_b$  при воздействии водорода. На рис. 2 кривой 2 показана зависимость  $C^{-2} = f(V)$  при импульсном воздействии  $\text{H}_2$  — она дает большую величину отсечки,  $\varphi_b$  возрастает на величину 0.1 эВ. Снижение обратного тока связано с ростом  $\varphi_b$ . Как и ранее в [12], мы считаем, что в данной структуре диод  $\text{Pd-p-InP}$  имеет обратный ток, возрастающий с ростом смещения. Коэффициент неидеальности  $n > 1$ , рост тока связан с генерационной компонентой в области объемного заряда

$$I_g = \frac{qn_i W_1 s}{2\tau_r}, \quad (3)$$

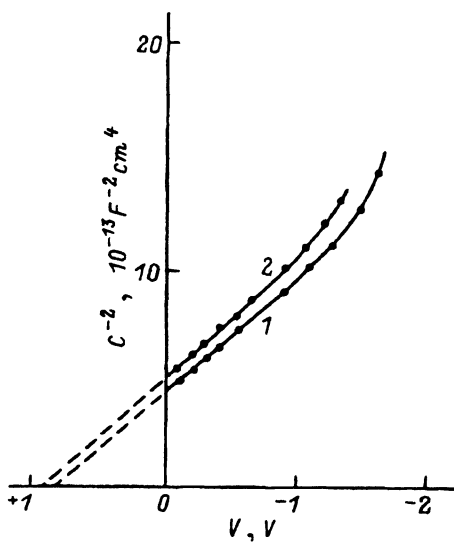


Рис. 2. Зависимость емкости гибридной структуры от смещения. 1 — без  $\text{H}_2$ , 2 — в атмосфере воздух+500 ppm  $\text{H}_2$ .

где  $n_i$  — собственная концентрация носителей,  $\tau_r$  — время жизни носителей в слое объемного заряда  $W_1$ ,  $s$  — площадь диода. Известно, что в случае преобладания этого вида тока  $I \sim (V_{do} + V)^{1/2}$ , где  $V_{do}$  — диффузионный потенциал. Тогда в обратный ток через гибридную структуру при малых смещениях  $V$  вносит основной вклад компонента  $\sim (V_{do} + V)^{1/2}$  и, следовательно, изменение тока в атмосфере  $\text{H}_2$  должно быть наибольшим из-за отмеченного выше увеличения  $\varphi_b$ . При более высоких смещениях возрастает вклад компоненты  $\sim V^m$ , определяющейся свойствами изотипной гетерограницы. Эта компонента мало изменяется в присутствии  $\text{H}_2$ , что приводит к малому относительному изменению полного тока.

### 3. Фотоэлектрические свойства

Спектр фотоэдс гибридной структуры приведен на рис. 3, а. На кривой 1 выделяются области fotocувствительности диода Шоттки  $0.6 \div 0.94$  мкм с максимумом при  $\lambda_{\max} = 0.90$  мкм и изотипного гетероперехода  $1.0 \div 1.7$  мкм с основным максимумом  $\lambda_{\max} = 1.55$  мкм и дополнительным при  $\lambda_{\max} = 1.35$  мкм. Фоточувствительность в обоих основных максимумах не очень сильно различается, составляет в отдельных образцах при  $\lambda_{\max} = 0.90$  мкм  $I_{\text{ph}} \simeq 6 \cdot 10^{-2}$  А/Вт и при  $\lambda_{\max} = 1.55$  мкм  $I_{\text{ph}} \simeq (2 \div 4) \cdot 10^{-2}$  А/Вт. Наличие двух максимумов в длинноволновой области связано с межзонными переходами в InGaAs и переходами на гетерогранице InP-InGaAs и разделением электронно-дырочных пар.

Основное изменение фотоэдс (или фототока) под влиянием импульсного воздействия газовой смеси воздух+500 ppm  $\text{H}_2$ , как и следовало ожидать, приходится на область фотоответа диода Шоттки, причем при  $\lambda_{\max} = 0.90$  мкм фотоэдс возрастает в  $7 \div 10$  раз (рис. 3, а, кривая 2). Поскольку, как известно, напряжение холостого хода можно

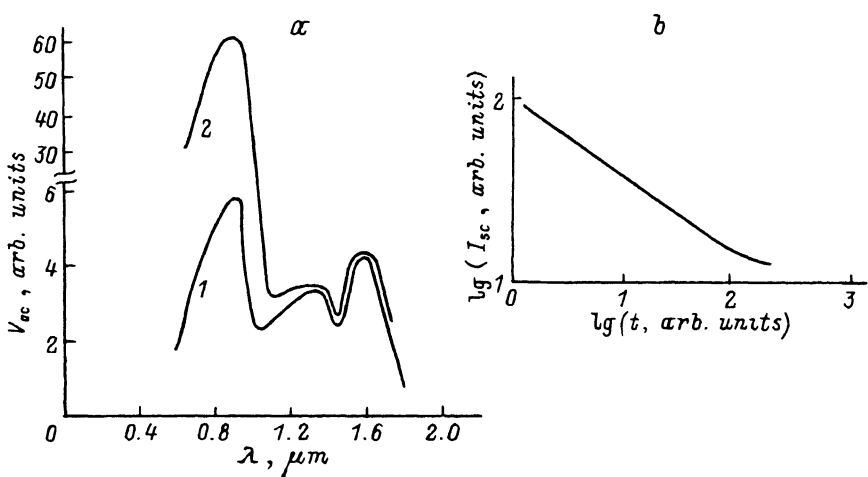


Рис. 3. *a* — напряжение холостого хода гибридной структуры без  $H_2$  (1) и в атмосфере воздух+500 ppm  $H_2$ . *b* — релаксация фототока после импульсного воздействия смеси воздух+500 ppm  $H_2$ .

представить как

$$V_{oc} \approx \frac{nkT}{q} \ln \left[ \frac{I_{sc}}{I_0} + 1 \right], \quad (4)$$

где  $I_{sc}$  — ток короткого замыкания,  $I_0$  — ток насыщения, можно предположить, что помимо снижения темнового тока, отмеченного ранее, дополнительный вклад в увеличение  $V_{oc}$  вносит  $I_{sc}$ , определяющийся неосновными носителями — электронами. Увеличение  $V_{oc}$  при  $\lambda_{max} = 1.55 \mu\text{м}$  составляло  $7 \div 20\%$ , что, очевидно, связано с отсутствием модуляции барьера у гетерограницы. Возрастание  $V_{oc}$  в диоде Шоттки под действием  $H_2$  практически безынерционно, спад достигал  $\sim 3$  мин, а время релаксации обратного темнового тока могло составлять в зависимости от приложенного смещения величину порядка 10 мин (при  $V = 2$  В). Спад фототока с временем  $t$  характеризуется степенной зависимостью (рис. 3, *b*)

$$I_{sc} \sim t^{-(1-\alpha)}, \quad (5)$$

где  $\alpha = 0.6$ .

Такая зависимость может быть объяснена с учетом набора глубоких уровней захвата и генерации, имевшихся на интерфейсе и в приповерхностном слое  $p\text{-InP}$ . Ранее отмечалось наличие ряда уровней захвата дырок в запрещенной зоне  $\text{InP}$  [13]. Мы полагаем, что диффундирующие ионы водорода, поглощенного палладием, помимо образования дипольного слоя у барьера металл-полупроводник, индуцируют серию дополнительных глубоких уровней, либо «активируют» уже существующие. Аналогичный процесс наблюдался в  $\text{Si}$  [14]. Плотность этих уровней, очевидно, падает от поверхности в глубину  $p\text{-InP}$ . Зависимость релаксации фототока от времени наблюдалась нами при исследовании диодных структур  $\text{Pd-SiO}_2\text{-}p(n)\text{-Si}$  и была объяснена с учетом набора уровней захвата на границе  $\text{SiO}_2\text{-Si}$  и в приповерхностных

слоях кремния [15]. Объяснение таких релаксационных характеристик основано на использовании теории стохастического процесса переноса носителей, разработанной в [16]. В основу теории положен анализ механизма прыжковой проводимости с одного локализованного состояния на другое. Вследствие неодинаковости расстояний между ними и скоростей перехода существует широкий разброс времен перехода, что приводит к большой стохастической дисперсии. Функция распределения скачков имеет вид  $\Psi(t) \sim t^{-(1+\alpha)}$  с  $0 < \alpha < 1$  для больших  $t$ . Среднее смещение пакета носителей в электрическом поле дается выражением  $\langle l \rangle \sim \tilde{l}(E)t^\alpha$ , а связанный с ним ток  $\sim t^{-(1-\alpha)}$ . Применительно к стохастическому процессу захвата и освобождения носителей ловушками, имеющими экспоненциальное распределение по энергии, функция распределения  $\Psi(t)$  имеет вид [17]

$$\Psi(t) = kT\tau_0^{\beta(T_t)kT} [1 + \beta(T_t)kT]t^{-[1+\beta(T_t)kT]},$$

где  $\beta(T_t)$  — параметр, зависящий от температуры,  $\alpha = \beta(T_t)kT$ . Отсюда  $\beta = 0.6/kT$ , и поскольку  $\beta$  входит в показатель экспоненты энергетического распределения ловушек [ $\sim \exp(-\beta E)$ ], ее большая величина свидетельствует о резком изменении по энергии. Некоторую оценку глубины уровней можно сделать, если принять, что тепловая генерация захваченных ими носителей идет с временем жизни

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{E_g - E}{kT}\right). \quad (6)$$

В работе [18] при исследовании  $p-i-n$ -фотодиодов на основе  $\text{InGaAs/InP}$  для области длин волн  $1.3 \div 1.55$  мкм был выполнен анализ темновых токов и показано, что они определяются генерационной объемной компонентой, связанной с глубокими уровнями захвата. Оцененная глубина залегания уровней захвата составляла величину  $0.48 \div 0.60$  эВ, а эффективное время жизни генерированных носителей  $\tau_0 \simeq \tau_{\text{эф}} = n_i R/N_t = 10^{-11} \div 10^{-12}$  с ( $R$  — скорость генерации носителей,  $N_t$  — концентрация глубоких центров). Тогда, используя максимальное значение измеренного нами времени релаксации  $\tau = 1.8 \cdot 10^2$  с по (6), получим энергетическое положение глубоких уровней  $E_t = 0.55 \div 0.65$  эВ, что совпадает с данными [18]. Измеренные стационарные значения фототока короткого замыкания примерно соответствуют рассчитанным по (3) с  $n_i = 1.2 \cdot 10^7$  см $^{-3}$  (для  $\text{InP}$ ),  $W_1 \simeq 10^{-4}$  см,  $\tau_r = 10^{-12}$  с, при этом  $I_g \simeq 7 \cdot 10^{-7}$  А. Процесс релаксации фототока после воздействия  $\text{H}_2$ , естественно, связан с выделением ионов водорода. Применительно к нашему случаю можно считать, что независимо от того, какой механизм выведения этих ионов из диодной структуры справедлив, а именно происходит ли его окисление с образованием водяных паров, или выделяется водород в атомарном виде, либо с образованием тех или иных комплексов, — в любом случае он носит стохастический характер. Перенос световых или темновых носителей тока в области объемного заряда и далее через границу металл-полупроводник определяется случайными процессами захвата, генерации и рекомбинации на глубоких, в том числе и

индуцированных водородом «временных» уровней. Отмеченная ранее разница в процессах релаксации фототока и темнового обратного тока может быть объяснена упомянутым расширением слоя объемного заряда. Поскольку в процессе стохастического переноса уменьшается эффективная подвижность, время релаксации темнового обратного тока увеличивается.

Исследования по влиянию магнитного поля на фотоэдс или фототок подтверждают определяющий вклад генерации и рекомбинации носителей в области объемного заряда диода Pd-p-InP. На рис. 4 показано изменение фототока  $\Delta I$  от магнитного поля в интервале  $H = 0 \div 20$  кЭ при освещении монохроматическим светом с  $\lambda_{\max} = 0.90$  мкм перпендикулярно поверхности структуры со стороны Pd. Эта зависимость носит линейный характер до  $\sim 11$  кЭ и, проходя через сублинейную область, достигает насыщения при  $H \simeq 18$  кА. В условиях эксперимента, вероятно, следовало учесть вклад в фотомагнитный эффект как диода Шоттки, так и изотипного гетероперехода. Фототок диодной структуры ( $p$ - $n$ -перехода) при фронтальном освещении в магнитном поле на единицу площади образца может быть представлен в виде [19]

$$I_{\text{phm}} = \frac{q\Phi(\lambda)H(\mu_n + \mu_p)}{c} \left\{ D_n[n(-d_1) - n(0)] + D_p[p(0) - p(d_2)] \right\}, \quad (7)$$

где выражения в квадратных скобках дают разности концентраций неосновных носителей у границ областей структуры,

$$D_{n,p} = \frac{D_{n,p}^0}{[1 + (\mu_{n,p}H/c)]^2},$$

$D_{n,p}^0$  — коэффициенты диффузии электронов и дырок при  $H = 0$ ,  $\Phi(\lambda)$  — интенсивность излучения.

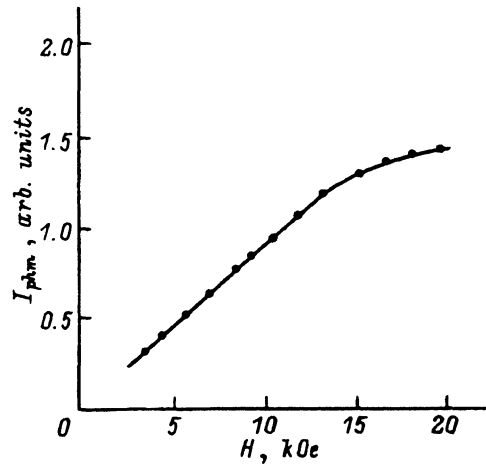


Рис. 4. Изменение фототока гибридной структуры в магнитном поле.

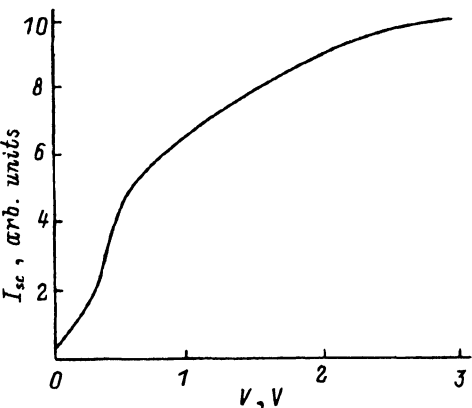


Рис. 5. Зависимость фототока гибридной структуры от обратного смещения («+» на Pd).

При постоянстве разности концентраций в (7) приведенная на рис. 4 зависимость  $\Delta I_{ph} = f(H)$  полностью описывается этим соотношением, дающим линейную зависимость от  $H$  при малых и сублинейную с насыщением при больших магнитных полях.

Оценка величины наклона линейного участка с учетом электрических параметров слоев InP и InGaAs  $\mu_n, \mu_p, L_n$  показала, что лучшее соответствие с экспериментом достигается при учете только слоя объемного заряда  $p$ -InP с  $\tau_n \simeq 10^{-12}$  с и соответствующей величиной  $L_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ .

Из исследования зависимости фототока от смещения при воздействии монохроматическим светом с длиной волны  $\lambda_{max} = 1.55 \mu\text{м}$  следует (рис. 5), что при обратном смещении наблюдается усиление фототока, достигающее, например, при  $V = 3$  В величины  $G = 30$ . Эффект усиления наблюдался ранее в изотипных гетероструктурах  $p$ -InP- $p$ -InGaAs [20], но не был объяснен. Усиления фототока в прямом направлении не наблюдалось. Относительно механизма усиления можно высказать некоторые соображения, хотя более конкретный количественный анализ требует детальных исследований не гибридной структуры, а отдельной изотипной гетероструктуры. Естественно предположить, что усиление фототока в данной гетероструктуре может быть связано либо с модуляцией высоты барьера у гетерограницы в области объемного заряда InGaAs световыми неравновесными носителями, либо за счет «пролетного» эффекта, когда время жизни  $\tau_{n,p}$  больше времени пролета  $t_{n,p}$ , либо тем и другим вместе. Возрастающие проводимости  $\Delta\sigma$  происходят по тем же причинам. Полагая, что дырочная компонента определяет основной вклад в фототок, имеем

$$\sigma = q p \mu^*, \quad (8)$$

где  $\mu^* = \mu_0 \exp(-q\varphi_1/kT)$  согласно [21], и

$$\Delta\sigma = q\mu^* \Delta p - q^2 p \frac{\Delta\varphi_1}{kT} \exp(-q\varphi_1/kT) \quad (9)$$

( $\varphi_1$  — высота модулируемого барьера).

Относительное влияние модуляции высоты барьера на величину проводимости  $\sigma$  можно записать как  $B = (\Delta\mu^*/\mu^*)/(\Delta p/p)$ , и тогда

$$\Delta\sigma = q\mu^*(1 + B)\Delta p, \quad (10)$$

а коэффициент усиления

$$G = (1 + B) \frac{\tau_p}{t_p}. \quad (11)$$

На приведенной зависимости  $I_{sc} = f(V)$  в области напряжений до  $\sim 1$  В наблюдается крутой рост фототока, что должно свидетельствовать о том, что фактор модуляции барьера играет определяющую роль, т. е.  $B \gg 0$ . Данные работы [20] также согласуются с этим выводом, хотя интервал напряжений расширен до 5 В и усиление имеет существенно бóльшую величину. Однако и здесь в интервале  $4 \div 5$  В рост фототока замедляется. В нашем случае при  $V > 1$  В благодаря убывающему с полем времени пролета начинает вносить свой возрастающий вклад «пролетный» эффект и рост фототока становится менее резким.



В заключение отметим, что в результате проведенных исследований свойств гибридной структуры, содержащей изотипный гетеропереход  $p\text{-InP-p-In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$  и диод Шоттки  $\text{Pd-p-InP}$ , в зависимости от ряда внешних факторов установлено: помимо выявленных особенностей механизма токопереноса и фотоэлектрических характеристик, такая структура представляет практический интерес для создания детекторов многоцелевого назначения, в частности для детектирования как водорода, так и излучения в ближней инфракрасной области спектра.

#### Список литературы

- [1] S. Miura, H. Kuwatsuka, T. Mikawa, O. Wada. Appl. Phys. Lett., **49**, 1522 (1986).
- [2] H. Temkin, R.E. Frahm, N.A. Olsson, C.A. Burrus, R.J. McCoy. Electron. Lett., **22**, 1267 (1986).
- [3] M.V. Rao, P.K. Bhattacharya, C.-J. Chen. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-33**, 67 (1986).
- [4] J.-H. Kim, S.S. Li, L. Figeroa, T.F. Carruthers, R.S. Wagner. Electron. Lett., **24**, 1067 (1988).
- [5] D. Gershoni, H. Temkin, M.V. Penish. Appl. Phys. Lett., **53**, 1294 (1988).
- [6] S. Chandrasekhar, J.C. Campbell, A.G. Dentoni, C.H. Joyner, G.J. Qua, A.H. Guanck, M.D. Feuer. Electron. Lett., **24**, 1443 (1988).
- [7] А.Л. Мусатов, К.Р. Израэльянц, В.Л. Коротких, С.Л. Филиппов, Е.В. Руссу, И.И. Дякону. ФТП, **24**, 1523 (1990).
- [8] И.А. Жебулев, В.И. Корольков, Т.С. Табаров. ФТП, **29**, 448 (1995).
- [9] С.В. Слободчиков, Г.Г. Ковалевская, М.М. Мередов, А.В. Пенцов, Е.В. Руссу, Х.М. Салихов. Письма ЖТФ, **17**, вып. 15, 1 (1991).
- [10] E. Hokelek, G.J. Robinson. Appl. Phys. Lett., **40**, 426 (1982).
- [11] Г.Г. Ковалевская, М.М. Мередов, Е.В. Руссу, Х.М. Салихов. С.В. Слободчиков. ЖТФ, **63**, вып. 2, 185 (1993).
- [12] Г.Г. Ковалевская, Е.В. Руссу, С.В. Слободчиков, В.Г. Смирнов, В.М. Фетисова, Г.М. Филаретова. ФТП, **18**, 600 (1984).
- [13] M. Inuishi, B.W. Wessels. Electron. Lett., **17**, 685 (1981).
- [14] M.C. Petty. Electron. Lett., **8**, 314 (1982).
- [15] С.В. Слободчиков, Е.В. Руссу, Х.М. Салихов, М.М. Мередов, А.И. Язлыева. ФТП, **29**, 1517 (1995).
- [16] H. Scher, E.W. Montroll. Phys. Rev. B, **12**, 2455 (1975).
- [17] J. Wang. J. Appl. Phys., **75**, 332 (1993).
- [18] F. Buchali, R. Behrendt, G. Heymann. Electron. Lett., **27**, 1789 (1978).
- [19] И.П. Жадько, В.А. Романов. ФТП, **12**, 1789 (1978).
- [20] J. Takeda, S. Takigawa, M. Kondo, A. Sasaki. Japan. J. Appl. Phys., **23**, 84 (1984).
- [21] R.L. Petritz. Phys. Rev., **104**, 1508 (1956).

Редактор Л.В. Шаронова

#### Electrical and photoelectrical characteristics of hybrid isotype $p\text{-InP-p-InGaAs}$ heterostructure with $\text{Pd-p-InP}$ Schottky barrier

*S.V. Slobodchikov, E.V. Russu, Ch.M. Salichov, M.M. Meredov, A.I. Yazlieva*

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia