

# Эффект увеличения фотопроводимости в гетероструктуре II типа $n\text{-GaSb/InAs/p-GaSb}$ с одиночной квантовой ямой

© М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Г.Г. Коновалов, Л.В. Данилов, Э.В. Иванов, Е.В. Куницына, Н.Д. Ильинская, Р.В. Левин, Б.В. Пушный, Ю.П. Яковлев

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: Mikh@iropt1.ioffe.ru; Igor@iropt9.ioffe.ru

(Получена 8 февраля 2018 г. Принята к печати 15 февраля 2018 г.)

Сообщается об обнаружении значительного усиления фототока/фотопроводимости при малых обратных смещениях в гетероструктуре II типа  $n\text{-GaSb/InAs/p-GaSb}$  с одиночной квантовой ямой InAs, выращенной методом газовой эпитаксии из металлоорганических соединений. При воздействии на гетероструктуру монохроматическим излучением с длиной волны 1.2–1.6 мкм (при 77 К) и приложении обратного смещения в диапазоне 5–200 мВ наблюдалось резкое возрастание фототока на 2 порядка. Оптическое усиление зависело от приложенного напряжения и возрастало до значения  $2.5 \cdot 10^2$  при обратном смещении 800 мВ. Теоретически установлено, что основную роль в наблюдаемом явлении играет экранирование внешнего электрического поля электронами, локализованными в глубокой квантовой яме, а также туннельный механизм переноса носителей заряда с малой эффективной массой. Показано, что исследуемый эффект усиления фототока является общим для изотипных и анизотипных гетеропереходов II типа, в том числе для структур с квантовыми ямами и сверхрешетками.

DOI: 10.21883/FTP.2018.08.46217.8842

## 1. Введение

В последнее десятилетие повышенное внимание исследователей привлекают новые типы фотодетекторов для ближней и средней инфракрасной (ИК) области спектра, в том числе на основе наногетероструктур с глубокими квантовыми ямами (КЯ) и сверхрешетками [1–6]. Такие приборы находят широкое применение в спектроскопии, волоконно-оптических линиях связи, системах экологического мониторинга, газового анализа и медицинской диагностики [2]. При этом актуальной остается задача повышения фоточувствительности и квантовой эффективности фотодиодов на основе узкозонных полупроводников, работающих в ближнем и среднем ИК диапазоне. Поэтому важное значение имеет поиск и исследование новых механизмов усиления фототока в таких детекторах.

Усиление фотосигналов с помощью лавинных фотодиодов требует приложения сильных электрических полей (выше  $10^5$  В/см) для достижения порога ударной ионизации [7]. Применение фототранзисторов требует их сопряжения с малошумящими усилителями [8]. Для создания фоточувствительных приборов с низким энергопотреблением и значительным усилением перспективным представляется использование гетеропереходов II типа в системе GaInAsSb–GaSb, в том числе с КЯ [9].

В гетеропереходах II типа электроны и дырки локализованы по разные стороны гетерограницы. Это обуславливает существование целого ряда уникальных особенностей таких гетеропереходов, проявляющихся в оптических, электролюминесцентных и фотоэлектрических свойствах структур на их основе [9,10]. Вследствие малой эффективной массы электронов в такой структуре на границе раздела с широкозонным полупроводником

образуется достаточно глубокая КЯ для электронов и формируется туннельно-прозрачный барьер для электронов в зоне проводимости. При освещении созданные излучением неравновесные дырки захватываются в потенциальную ловушку, созданную скачком потенциала в валентной зоне на гетерогранице широкозонного и узкозонного полупроводников. Как было показано в [11–13], в изотипных гетеропереходах аналогичный эффект будет иметь место также в случае захвата дырок на поверхностные состояния, лежащие на гетерогранице.

Ранее нами впервые наблюдался эффект возрастания фототока на 2–3 порядка в объемных изотипных гетеропереходах II типа  $n^+\text{-GaSb/n-GaInAsSb/n}^+\text{-GaInAsSb}$  с самосогласованными КЯ при малом прямом и обратном смещении в зависимости от интенсивности внешней засветки [14]. Было обнаружено, что небольшое изменение концентрации неравновесных дырок при малых смещениях приводит к резкому изменению туннельной прозрачности квантово-размерного барьера и ток электронов экспоненциально возрастает. Этот эффект был объяснен модуляцией туннельно-прозрачного барьера в зоне проводимости GaSb за счет локализации неравновесных дырок на гетерогранице и туннелированием электронов через барьер.

В данной работе сообщается об экспериментальном и теоретическом исследовании эффекта значительного фотоэлектрического усиления на примере гетероструктуры  $n\text{-GaSb/InAs/p-GaSb}$  с одиночной квантовой ямой InAs.

## 2. Технология изготовления структур и методика измерений

Гетероструктуры  $n\text{-GaSb/InAs/p-GaSb}$  были выращены методом газовой эпитаксии из металло-

органических соединений (МОГФЭ) на установке AIXTRON-200 с реактором горизонтального типа на подложках  $n\text{-GaSb}:\text{Te}$  (001) с концентрацией электронов  $n = (5-7) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . На подложке последовательно выращивались буферный слой  $n\text{-GaSb}:\text{Te}$  (толщина  $d = 0.8-0.9 \text{ мкм}$ ,  $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), нелегированная одиночная квантовая яма InAs (толщина слоя  $d = 5 \text{ нм}$ ) и накрывающий слой  $p\text{-GaSb}:\text{Si}$  ( $d = 1 \text{ мкм}$ , концентрация дырок  $p = (3-4) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) [15].

Образцы для исследований изготавливались методом стандартной фотолитографии и химического травления в виде диодов с круглой мезой диаметром  $\sim 300 \text{ мкм}$ . Омические контакты к подложке  $n\text{-GaSb}$  и накрывающему слою  $p\text{-GaSb}$  были сформированы путем последовательного напыления  $\text{Cr}/\text{Au} + \text{Te}/\text{Au}$  или  $\text{Cr}/\text{Au} + \text{Ge}/\text{Au}$  соответственно. Образцы размером  $500 \times 500 \text{ мкм}$  монтировались на держателях ТО-18 подложкой к корпусу.

Для структур на основе гетеропереходов II типа с одиночной квантовой ямой  $n\text{-GaSb}/\text{InAs}/p\text{-GaSb}$  были исследованы вольт-амперные характеристики (ВАХ), спектральное распределение фоточувствительности, а также зависимость фототока от приложенного напряжения для случаев прямого и обратного смещения как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота. Спектры фоточувствительности исследовались с помощью установки на основе призмного монохроматора SPM-2 с глобаром в качестве источника излучения. Гетероструктуры освещались монохроматическим излучением с длинами волн из области собственного поглощения антимида галлия со стороны накрывающего слоя  $p\text{-GaSb}$ . Фотосигнал регистрировался методом синхронного детектирования на частоте  $\sim 500 \text{ Гц}$  с помощью селективного усилителя SR-830.

### 3. Результаты эксперимента и обсуждение

Зонная диаграмма исследуемой гетероструктуры  $n\text{-GaSb}/\text{InAs}/p\text{-GaSb}$  представляла собой два раздельных гетероперехода II типа  $n\text{-GaSb}/n\text{-InAs}$  и  $n\text{-InAs}/p\text{-GaSb}$ , включенных навстречу друг другу (рис. 1). Ранее нами были исследованы спектры электролюминесценции для данной структуры при  $T = 77 \text{ К}$  [16]. В диапазоне токов накачки от 25 до 150 мА наблюдался возрастающий с током узкий пик с полушириной  $\Delta h\nu = 15-20 \text{ мэВ}$  и максимумом в окрестности длины волны  $\lambda = 3.1 \text{ мкм}$  (энергия фотона  $h\nu = 0.41 \text{ эВ}$ ), соответствующий излучению из КЯ InAs.

Исследование вольт-амперных характеристик для гетероструктуры  $n\text{-GaSb}/\text{InAs}/p\text{-GaSb}$  в диапазоне температур  $T = 77-300 \text{ К}$  показало, что прямая ветвь ВАХ  $I(U)$  (см. рис. 2) имеет туннельный характер и состоит из трех участков, каждый из которых может быть аппроксимирован экспоненциальной зависимостью  $I = I_0 \exp(eU/\beta kT)$ . Коэффициент неидеальности равен  $\beta = 3-7$  при  $T = 300 \text{ К}$  и  $14-42$  при  $77 \text{ К}$ . Контактная разность потенциалов, определенная из анализа прямой

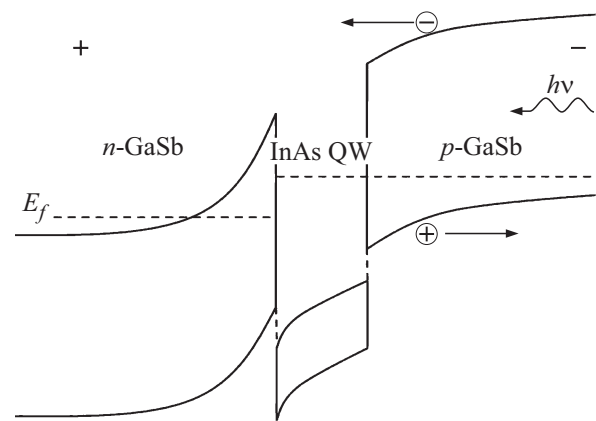


Рис. 1. Зонная диаграмма гетероструктуры  $n\text{-GaSb}/\text{InAs}/p\text{-GaSb}$  с одиночной квантовой ямой (QW) при обратном смещении.  $E_f$  — уровень Ферми.

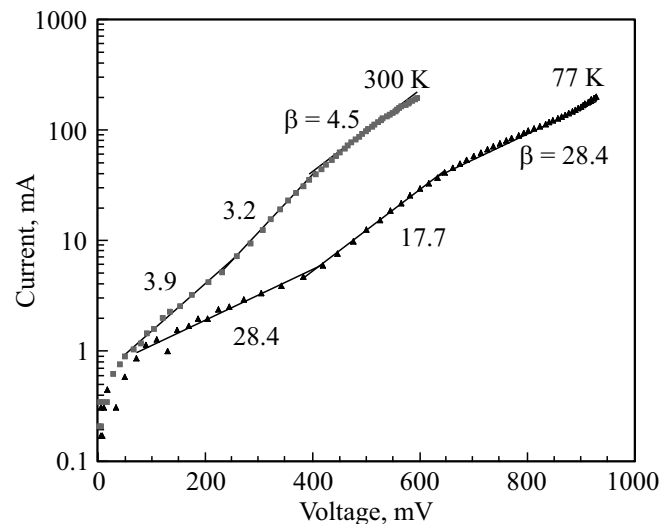
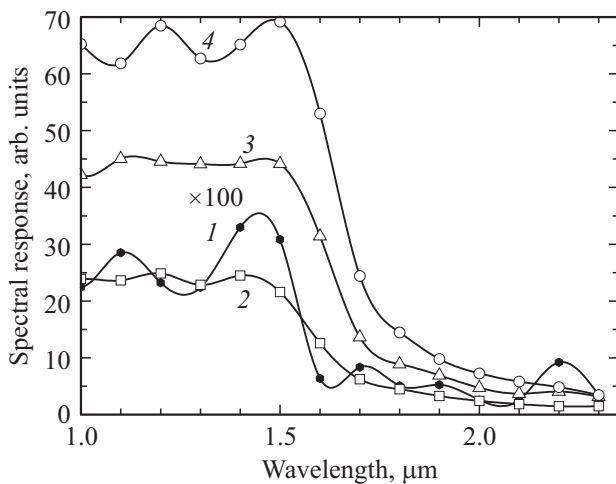


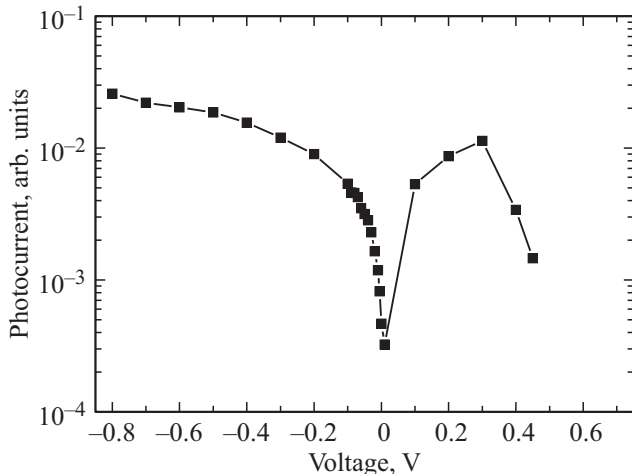
Рис. 2. Вольт-амперные характеристики гетероструктуры  $n\text{-GaSb}/\text{InAs}/p\text{-GaSb}$  при температурах  $T = 300$  и  $77 \text{ К}$ . Точки — эксперимент, отрезки прямых — аппроксимация с помощью формулы  $I = I_0 \exp(eU/\beta kT)$ , значения параметра неидеальности  $\beta$  указаны.

ветви ВАХ, составляет  $U_B \approx 0.4 \text{ В}$  при  $300 \text{ К}$  и  $0.5 \text{ В}$  при  $77 \text{ К}$ .

На рис. 3 представлены спектры фотоответа для исследуемой гетероструктуры, измеренные при температуре  $77 \text{ К}$  в фотовольтаическом режиме, а также для случая обратного смещения (когда положительный потенциал подан на подложку  $n\text{-GaSb}$ , отрицательный — на верхний слой  $p\text{-GaSb}$ ). Отметим, что при комнатной температуре спектры лежали в диапазоне длин волн  $1.0-2.5 \text{ мкм}$  с главным максимумом на длине волны  $\lambda = 1.62 \text{ мкм}$  ( $h\nu = 0.77 \text{ эВ}$ ). Второй, более слабый максимум наблюдался при  $\lambda = 1.22 \text{ мкм}$  ( $h\nu = 1.02 \text{ эВ}$ ). По мере уменьшения температуры спектры фотоответа смещались в коротковолновую область, так что при  $T = 77 \text{ К}$  первый максимум располагался



**Рис. 3.** Спектры фотоответа ( $T = 77$  К) для структуры  $n$ -GaSb/InAs/ $p$ -GaSb в зависимости от величины обратного смещения, В: 1 — 0, 2 — 0.2, 3 — 0.5, 4 — 0.8.



**Рис. 4.** Зависимость фототока от приложенного напряжения при воздействии на гетероструктуру  $n$ -GaSb/InAs/ $p$ -GaSb монохроматическим излучением с длиной волны  $\lambda = 1.5$  мкм при температуре  $T = 77$  К.

в районе  $\lambda = 1.5$  мкм ( $h\nu = 0.83$  эВ), а положение второго максимума определялось длиной волны 1.15 мкм (энергия фотона 1.08 эВ). Температурный коэффициент изменения ширины запрещенной зоны был равен  $\Delta E_g/\Delta T = -2.7 \cdot 10^{-4}$  эВ/К, что близко к значению данного параметра для арсенида индия [17].

Область объемного заряда в гетероструктуре  $n$ -GaSb/InAs/ $p$ -GaSb расположена главным образом в слое  $n$ -GaSb. При температуре жидкого азота энергетическое положение второго максимума в спектре фотоответа ( $\lambda = 1.15$  мкм) соответствует сумме значений ширины запрещенной зоны для  $n$ -GaSb и  $n$ -InAs в структуре  $n$ -GaSb/InAs/ $p$ -GaSb в состоянии термодинамического равновесия, как было показано в работе [9]. Положение главного максимума в спектре фотоответа ( $\lambda = 1.5$  мкм)

определяется возбуждением электронно-дырочных пар в слое  $p$ -GaSb (см. рис. 1).

На рис. 4 представлена зависимость фототока от приложенного напряжения при монохроматическом освещении исследуемой гетероструктуры с длиной волны  $\lambda = 1.5$  мкм из области собственного поглощения GaSb при температуре 77 К. При обратном смещении начиная с малых значений напряжения ( $U \approx 5$  мВ) наблюдалось резкое возрастание фототока  $I_{ph}$ . При этом в интервале смещений 5–200 мВ коэффициент усиления фототока  $G = I_{ph}/I_{ph0}$  достигал значений  $G \geq 10^2$  (где  $I_{ph0}$  — величина фототока при обратном смещении  $U = 5$  мВ). По мере увеличения обратного смещения от 200 мВ до 0.8 В, наблюдался дальнейший более плавный рост фототока по линейному закону еще на порядок. Этот участок зависимости  $I_{ph}(U)$  соответствует возрастанию фотопроводимости, когда величина коэффициента усиления  $G$  определяется соотношением времени жизни и времени пролета для фотоэлектронов. Схожий механизм усиления фототока наблюдался нами ранее в изотипной гетероструктуре  $n^+$ -GaSb/ $n^0$ -GaInAsSb/ $n^+$ -GaInAsSb [14]. Таким образом, общее усиление фототока в исследуемом нами гетеропереходе II типа с одиночной квантовой ямой  $n$ -GaSb/InAs/ $p$ -GaSb достигало  $G \geq 2.5 \cdot 10^2$ .

Заметное усиление (до  $G = 40$ ) наблюдалось также при прямом смещении, когда положительный потенциал подан на  $p$ -GaSb, а отрицательный — на подложку  $n$ -GaSb, в интервале смещений 5–200 мВ (см. рис. 4). Начиная с напряжения  $U \approx 0.3$  В, соответствующего значению контактной разности потенциалов  $U_B$ , величина фототока резко уменьшалась.

Обсудим полученные результаты, используя представленную на рис. 1 зонную диаграмму исследуемой структуры  $n$ -GaSb/InAs/ $p$ -GaSb. Вначале рассмотрим случай обратного смещения (рис. 4,  $U < 0$ ). При воздействии на структуру излучением с длиной волны из области собственного поглощения со стороны  $p$ -GaSb созданные светом неравновесные дырки дрейфуют по направлению к контакту с отрицательной полярностью и захватываются в потенциальную яму в валентной зоне, образованную скачком потенциала  $\Delta E_V = 0.05$  эВ на раздельной гетерогранице  $p$ -GaSb/InAs. Фотоэлектроны в свою очередь перемещаются в противоположную сторону, частично захватываются в КЯ на уровень электронов  $E_1$  и затем резонансно туннелируют через скачок потенциала, образованный изгибом зон на гетерогранице InAs/ $n$ -GaSb. В результате при приложении небольшого обратного смещения фототок резко возрастает.

Ранее значительное усиление фототока было обнаружено в  $p$ - $i$ - $n$ -гетероструктуре, выращенной на подложке  $n^+$ -InP, со сверхрешеткой  $Al_{0.48}In_{0.52}As/Ga_{0.47}In_{0.53}As$  в активной области [18]. При воздействии на данную структуру излучением с энергией фотона больше контактной разности потенциалов фотоответ возрастал на 3–4 порядка. Это явление было объяснено „фильтрацией эффективной массы“ при туннелировании носителей через сверхрешетку за счет большой разницы в эффективных массах электронов и тяжелых дырок.

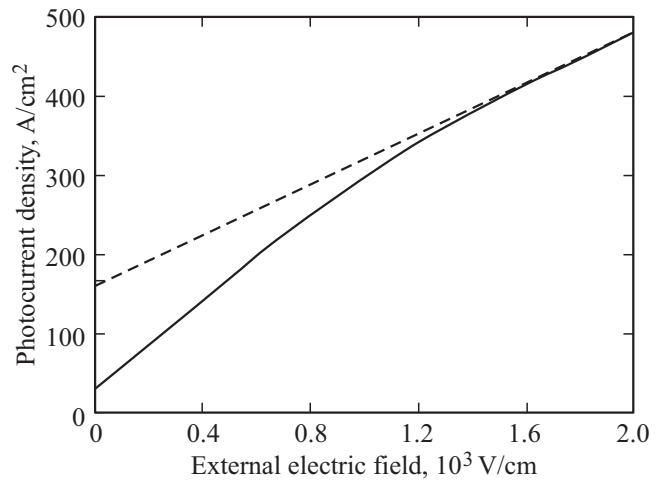
Анализируя зависимость  $I_{\text{ph}}(U)$  при прямом смещении (рис. 4,  $U > 0$ ), можно предположить, что в этом случае в процессе туннелирования участвуют легкие дырки. Спад зависимости фототока от прямого смещения при напряжении, большем  $U_B$ , можно объяснить изменением направления фототока по сравнению с темновым током в той точке, где величина положительного смещения сравнивается с контактной разностью потенциалов ( $U = U_B$ ). Данный эффект наблюдался ранее в работах [18,19], в которых был исследован новый тип фотопроводимости в асимметричной квантовой структуре при резонансном туннелировании через барьер.

#### 4. Теоретические результаты

Нами был проведен анализ эффекта усиления фотопроводимости в гетероструктуре с одиночной квантовой ямой [20]. Показано, что электростатическое экранирование внешнего электрического поля носителями заряда, локализованными в глубокой КЯ, обуславливает рост дифференциальной фотопроводимости по сравнению с наблюдаемой в объемной  $p\text{-}i\text{-}n$ -структур без промежуточного двумерного слоя. С одной стороны, при увеличении обратного напряжения время пролета слоя InAs электронами, генерируемыми при засветке в слое  $p\text{-GaSb}$ , уменьшается, что в свою очередь приводит к уменьшению доли захваченных в квантовую яму электронов. В то же время общий ток электронов через двумерный слой увеличивается, что, напротив, способствует возрастанию концентрации электронов в квантовой яме, а следовательно, способствует увеличению экранирующего электростатического потенциала слоя InAs. Для того чтобы оценить вклад каждого из этих факторов, мы рассмотрели простую модель  $p\text{-}i\text{-}n$ -структуры на основе GaSb с одиночной квантовой ямой InAs в зоне собственной проводимости. В случае, если ширина области собственной проводимости значительно превышает ширину КЯ, напряженность электрического поля в области КЯ можно считать не зависящей от координаты и записать в виде суммы  $E = E_{\text{ext}} + E_{\text{int}} + E_s$ , где первое слагаемое соответствует внешнему электрическому полю, приложенному к гетероструктуре, второе слагаемое — это напряженность внутреннего электрического поля, созданного областями объемного заряда в состоянии термодинамического равновесия, а третье слагаемое учитывает экранирующее поле, создаваемое захваченными в КЯ электронами. Выражение для  $E_s$  может быть получено из теоремы Гаусса—Остроградского, если квантовую яму представить как бесконечную равномерно заряженную плоскость с плотностью поверхностного заряда  $en^{2D}$ . В результате имеем

$$|E_s| = \frac{2\pi en^{2D}}{\varepsilon}. \quad (1)$$

Зависимость полного фототока в структуре от напряженности внешнего электрического поля выражается в виде



**Рис. 5.** Теоретическая зависимость плотности фототока от напряженности внешнего электрического поля, приложенного к  $p\text{-}i\text{-}n$ -структуре на основе GaSb с одиночной квантовой ямой InAs. Штриховая линия — зависимость фототока от напряженности электрического поля в  $p\text{-}i\text{-}n$ -структуре без двумерного слоя InAs.

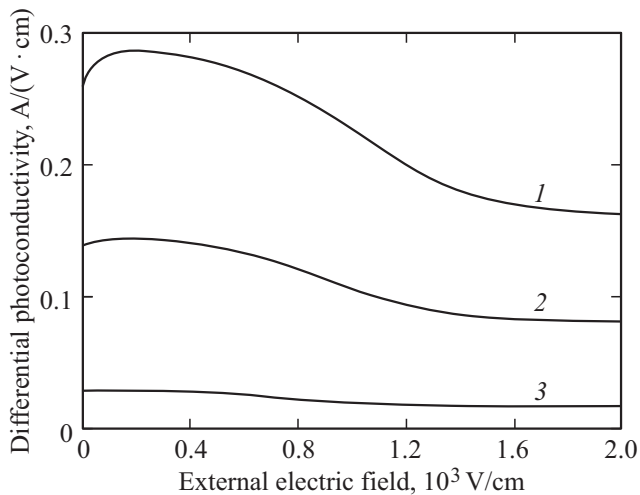
$j_0(E_{\text{ext}}) = en_0\mu E(E_{\text{ext}})$ , где  $\mu$  — подвижность электронов в GaSb,  $n_0 = P\tau_r$  — концентрация неравновесных электронов на гетерогранице InAs/ $p\text{-GaSb}$ , определяемая интенсивностью засветки  $P$  и временем жизни носителей заряда  $\tau_r$  в слое  $p\text{-GaSb}$ . В свою очередь напряженность электрического поля  $E$  будет зависеть от концентрации электронов, локализованных в КЯ, которая входит в слагаемое  $E_s$ . Таким образом, мы имеем самосогласованную задачу, где  $n^{2D}$  неявным образом зависит от  $E_{\text{ext}}$ .

Для того чтобы найти зависимость концентрации электронов в КЯ  $n^{2D}$  от напряженности внешнего электрического поля необходимо сопоставить выражения для тока электронов, захватываемых в КЯ, и туннельного тока электронов из КЯ через диффузионный барьер, образованный областью объемного заряда в  $n\text{-GaSb}$ ,

$$j_0 \left\{ 1 - \exp \left[ -\frac{d}{\mu\tau E(E_{\text{ext}})} \right] \right\} = e\tilde{T}(k_x)v_x \frac{n^{2D}}{d}, \quad (2)$$

где  $\tilde{T}(k_x)$  — коэффициент туннельной прозрачности, зависящий от квазиимпульса электронов в направлении  $x$ , перпендикулярном плоскости гетерограницы, величина  $v_x$  соответствует  $x$ -компоненте скорости электронов, локализованных в квантовой яме вблизи гетерограницы  $n\text{-GaSb}/\text{InAs}$ ,  $m_c$  — эффективная масса электрона в InAs.

Получив зависимость  $n^{2D}(E_{\text{ext}})$ , нетрудно построить зависимость плотности полного фототока в структуре от напряженности внешнего электрического поля,  $j_0(E_{\text{ext}})$ , которая представлена на рис. 5. Как видно из данной зависимости, поведение плотности фототока аналогично тому, что наблюдалось в эксперименте (см. рис. 4). Построенную теоретическую зависимость можно приближенно аппроксимировать двумя линейными участками с различными углами наклона. Первый, более резкий,



**Рис. 6.** Теоретическая зависимость дифференциальной фотопроводимости от внешнего электрического поля в  $p-i-n$ -структуре на основе GaSb с одиночной квантовой ямой InAs для концентраций неравновесных носителей заряда  $n_0 = 10^{14}$  (1),  $5 \cdot 10^{14}$  (2),  $10^{15} \text{ см}^{-3}$  (3).

участок от нуля до 1000 В/см соответствует фототоку в условиях электростатического экранирования электронами, локализованными в КЯ, и определяется в основном туннельным током через диффузионный барьер на гетерогранице  $n\text{-GaSb/InAs}$ . Второй участок с напряженностью приложенного поля  $> 1000$  В/см соответствует случаю, когда фототок полностью определяется дрейфовым током электронов через двумерный слой без захвата в КЯ. При этом мы имеем обычную резистивную зависимость фототока от напряженности внешнего электрического поля, характерную для объемных  $p-i-n$ -структур (на рис. 5 она показана штриховой линией).

Для того чтобы оценить фоточувствительность структуры с промежуточным двумерным слоем по сравнению с обычной объемной  $p-i-n$ -структурой, необходимо построить зависимость дифференциальной фотопроводимости, определяемой выражением  $\gamma(E_{\text{ext}}) = dj_0/dE_{\text{ext}}$ , от напряженности внешнего электрического поля.

На рис. 6 представлены кривые дифференциальной фотопроводимости для различных концентраций неравновесных носителей заряда, возбужденных в слое  $p\text{-GaSb}$  благодаря внешней засветке. Видно, что рассматриваемая фотодиодная структура, работающая при малых внешних смещениях, когда значительная доля фотоэлектронов захватывается в КЯ, имеет в 1.5–2 раза более высокую дифференциальную фотопроводимость по сравнению со структурой, работающей в резистивном режиме при больших внешних смещениях. Таким образом, можно заключить, что фотодиодные гетероструктуры с промежуточным двумерным слоем имеют существенно более высокую фоточувствительность по сравнению с объемными  $p-i-n$ -структурами, которая к тому же достигается при достаточно малых внешних смещениях.

Оценка ампер-ваттной чувствительности для исследованной гетероструктуры  $n\text{-GaSb/InAs/p-GaSb}$  на длине волны  $\lambda = 1.5$  мкм при температуре 77 К, сделанная методом сравнения с чувствительностью стандартного фотодиода на основе  $p-n$ -перехода GaSb без КЯ, работающего в фотовольтаическом режиме с эффективностью 0.6 А/Вт, дает значение  $4.2 \cdot 10^2$  А/Вт.

В заключение отметим, что эффекты усиления фототока можно наблюдать в гетероструктурах II типа с глубокими КЯ и высокими потенциальными барьерами на основе таких соединений, как GaSb/InAs(Sb), GaSb/AlSb, InAs(Sb)/Al(As)Sb. Основной причиной возрастания фотопроводимости в указанных гетероструктурах является туннельный механизм переноса носителей заряда, что приводит к „фильтрации эффективной массы“ [18], т.е. перенос заряда осуществляется преимущественно носителями с малой эффективной массой (электронами или легкими дырками), а также „залипание“ дырок на скачке потенциала в валентной зоне широкозонного полупроводника  $p\text{-GaSb}$ , что приводит к модуляции туннельно-прозрачного барьера на гетерогранице широкозонного и узкозонного соединений.

## 5. Заключение

Впервые наблюдался эффект увеличения фотопроводимости при малом обратном смещении в гетероструктуре II типа  $n\text{-GaSb/InAs/p-GaSb}$  с одиночной квантовой ямой и двумя разъединенными гетеропереходами. Для объяснения данного явления был проведен теоретический анализ процессов переноса и захвата носителей заряда в исследуемой гетероструктуре, который показывает необходимость учета эффекта электростатического экранирования внешнего электрического поля электронами, локализованными в квантовой яме InAs.

Наблюдаемый механизм усиления фототока в наноструктурах  $n\text{-GaSb/InAs/p-GaSb}$  с разъединенными гетеропереходами II типа на интерфейсах является беспороговым, в отличие от процесса ударной ионизации, идущего с высоким порогом,  $\sim (3/2)E_g$ , поскольку значительное усиление фототока достигается при малом обратном смещении.

Эффект увеличения фотопроводимости в полупроводниковых структурах с гетерограницами II типа, по нашему мнению, является общим для изотипных и анизотипных гетеропереходов (как ступенчатых, так и разъединенных) и может наблюдаться также и на других материалах  $A^{\text{III}}B^{\text{V}}$ ,  $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$ ,  $A^{\text{IV}}B^{\text{IV}}$ , квантовых ямах и сверхрешетках.

Данное явление может быть использовано для улучшения параметров фотодетекторов ближнего и среднего ИК диапазона на основе сверхрешеток и гетероструктур II типа. Поскольку высокий уровень фоточувствительности достигается при малых внешних смещениях, обнаруженный эффект также представляет интерес с точки

зрения разработки высокоскоростных коммуникационных систем с низким энергопотреблением.

## Список литературы

- [1] Y. Wei, A. Hood, H. Yau, A. Gin, M. Razeghi, M.Z. Tidrow, V. Nathan. *Appl. Phys. Lett.*, **86** (23), 233106 (2005).
- [2] M. Mikhailova, N. Stoyanov, I. Andreev, B. Zhurtanov, S. Kizhaev, E. Kunitsyna, K. Salikhov, Yu. Yakovlev. *Proc. SPIE*, **6585** (*Optical Sensing Technology and Applications*), 658526 (2007).
- [3] M. Razeghi, D. Hoffman, B.-M. Nguyen, P.-Y. Delaunay, E.K. Huang, M.Z. Tidrow. *Proc. SPIE*, **6940** (*Infrared Technology and Applications XXXIV*), 694009 (2008).
- [4] P.K.D.D.P. Pitigala, Y.F. Lao, A.G.U. Perera, L.H. Li, E.H. Linfield, H.C. Liu. *J. Appl. Phys.*, **115** (6), 063105 (2014).
- [5] M. Ahmetoglu, B. Kucur, I.A. Andreev, E.V. Kunitsyna, M.P. Mikhailova, Yu.P. Yakovlev. *Acta Phys. Polon. A*, **127** (4), 1007 (2015).
- [6] Е.В. Куницына, Е.А. Гребенщикова, Г.Г. Коновалов, И.А. Андреев, Ю.П. Яковлев. *ФТП*, **50** (10), 1420 (2016).
- [7] Ф. Капассо. В сб.: *Техника оптической связи: Фотоприемники*, под ред. У. Тсанга (М., Мир, 1988) гл. 1.
- [8] Дж. Кэмпбелл. В сб.: *Техника оптической связи: Фотоприемники*, под ред. У. Тсанга (М., Мир, 1988) гл. 5.
- [9] M.P. Mikhailova, A.N. Titkov. *Semicond. Sci. Technol.*, **9** (7), 1279 (1994).
- [10] V.A. Wilson. *IEEE J. Quant. Electron.*, **24** (8), 1763 (1988).
- [11] А.Д. Милнс, Д.Л. Фойхт. *Гетеропереходы и переходы металл-полупроводник* (М., Мир, 1975) гл. 4.
- [12] C. van Opdorp, J. Vrakking. *Solid-State Electron.*, **10**, 995 (1967).
- [13] S. Yawata, R.L. Anderson. *Phys. Status Solidi*, **12**, 297 (1965).
- [14] И.А. Андреев, А.Н. Баранов, М.А. Мирсагатов, М.П. Михайлова, А.А. Рогачев, Г.М. Филаретова, Ю.П. Яковлев. *Письма ЖТФ*, **14** (5), 389 (1988).
- [15] Р.В. Левин, В.Н. Неведомский, Б.В. Пушный, Н.А. Берг, М.Н. Мизеров. *Письма ЖТФ*, **42** (2), 79 (2016).
- [16] L.V. Danilov, M.P. Mikhailova, E.V. Ivanov, G.G. Konovalov, E.A. Grebenshchikova, R.V. Levin, B.V. Pushnyi, G.G. Zegrya, Yu.P. Yakovlev. *Proc. 24th Int. Symp. Nanostructures: Physics and Technology* (St. Petersburg, Russia, 2016) p. 219.
- [17] *Handbook Series on Semiconductor Parameters*, ed. by M. Levinstein, S. Rumyantsev, M. Shur (Singapore–N. Y.–London–Hong Kong, World Scientific Publishing, 1996) v. 1, ch. 6.
- [18] F. Capasso, K. Mohammed, A.Y. Cho, R. Hull, A.L. Hutchinson. *Phys. Rev. Lett.*, **55** (10), 1152 (1985).
- [19] C. Sirtori, J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, A.Y. Cho. *Appl. Phys. Lett.*, **63** (19), 2670 (1993).
- [20] Л.В. Данилов, М.П. Михайлова, И.А. Андреев, Г.Г. Зегря. *ФТП*, **51** (9), 1196 (2017).

Редактор Л.В. Шаронова

## The photoconductivity amplification phenomenon in the type II *n*-GaSb/InAs/*p*-GaSb heterostructure with a single quantum well

M.P. Mikhailova, I.A. Andreev, G.G. Konovalov, L.V. Danilov, E.V. Ivanov, E.V. Kunitsyna, N.D. Il'inskaya, R.V. Levin, B.V. Pushnyi, Yu.P. Yakovlev

loffe Institute,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** We report the observation of a significant amplification phenomenon of the photocurrent/photoconductivity at low reverse bias in the type II *n*-GaSb/InAs/*p*-GaSb heterostructure with a single quantum well grown by metallorganic vapor phase epitaxy. Large increase of the photocurrent reached the value more than two orders at 77 K under illumination of the samples by monochromatic radiation with the wavelength of 1.2–1.6  $\mu\text{m}$  at the reverse bias of 5–200 mV. The optical gain was sensitive to the applied voltage and increased up to  $2.5 \cdot 10^2$  at the reverse bias of 800 mV. This phenomenon was theoretically explained by the screening of external electric field by electrons accumulated in the InAs quantum well, as well as tunneling of the charge carriers with a small effective mass. It is shown that the effect under study is inherent in both isotype and anisotype type II heterojunctions, including the structures with quantum wells and superlattices.