

# Остаточная фотопроводимость в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами

© В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, А.А. Ластовкин,  
К.В. Маремьянин, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спирин<sup>†</sup>

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 Нижний Новгород, Россия

(Получена 20 августа 2009 г. Принята к печати 30 сентября 2009 г.)

Исследованы эффекты остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с покрывающим слоем GaSb с двумерным электронным газом в двойных квантовых ямах InAs при  $T = 4.2$  К. Из фурье-анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза определены концентрации электронов в каждой из квантовых ям при различных длинах волн подсветки и прямым образом продемонстрирована сильная несимметричность структуры, вызванная встроенным электрическим полем. Выполнены самосогласованные расчеты энергетического профиля двойной квантовой ямы и определены значения концентраций ионизованных доноров с обеих сторон от ям, что позволило конкретизировать предложенный ранее механизм биполярной остаточной фотопроводимости в таких структурах.

## 1. Введение

Квантово-размерные гетероструктуры на основе InAs представляют интерес для создания приборов сверхвысокочастотной (СВЧ) электроники, оптоэлектроники среднего инфракрасного диапазона и спинтроники. Гетероструктуры InAs/AlSb характеризуются большой величиной разрыва зон на гетерогранице (1.35 эВ), малой эффективной массой электронов ( $0.03m_0$ ), большим значением  $g$ -фактора и высокой подвижностью (до  $3 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/(В·с) при  $T = 300$  К и до  $9 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/(В·с) при  $T = 4.2$  К). В таких структурах наблюдаются эффекты спин-орбитального расщепления спектра состояний в зоне проводимости в нулевом магнитном поле [1], вызванные как SIA (расщепление Рашбы) [2], так и VIA (расщепление Дрессельхауз) [3]. Хорошо известно, что даже в номинально не легированных структурах InAs/AlSb присутствует двумерный (2D) электронный газ с концентрацией порядка  $10^{12}$  см<sup>-2</sup>. В качестве возможных „поставщиков“ электронов в квантовые ямы InAs рассматриваются глубокие доноры, связанные с дефектами в AlSb, доноры на гетерограницах InAs/AlSb и поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb [4,5].

В данной работе при выращивании квантовых ям InAs использовалась специальная последовательность прерываний поступления материалов (Al, Sb, In, As), обеспечивающая образование связей In–Sb на всех гетерограницах AlSb/InAs/AlSb, что позволяет получить высокую подвижность 2D электронов (в отличие от интерфейсов со связями Al–As) [4,6] и исключить возможное появление доноров на гетерограницах. Известно, что такие доноры (связываемые с дефектами замещения атомов алюминия мышьяком — As-on-Al sites antisite defect) возникают в случае реализации на гетерогранице AlSb/InAs связей Al–As, что приводит к резкому (на порядок) возрастанию концентрации электронов в

квантовой яме и падению подвижности из-за сильного кулоновского рассеяния до  $5000$  см<sup>2</sup>/(В·с) [4].

Одной из особенностей рассматриваемой гетеросистемы является биполярность остаточной фотопроводимости (ОФП), наблюдаемой при низких температурах [5–7,8]. При освещении гетероструктур инфракрасным (ИК) излучением наблюдается положительная остаточная фотопроводимость, при освещении видимым излучением наблюдается отрицательная остаточная фотопроводимость. Используя явление ОФП, можно изменять в несколько раз концентрацию электронов в квантовых ямах (КЯ) и соответственно встроенное электрическое поле и заселенность спиновых подзон, что позволяет не только управлять эффектами спин-орбитального взаимодействия, но и контролировать проявление эффектов коллективного взаимодействия между электронами (в частности, управлять обменным усилением  $g$ -фактора) [9], что открывает дополнительные возможности для спиновой инженерии.

До настоящего времени исследования двумерного (2D) электронного газа в этой системе проводились лишь на структурах с одиночными КЯ. В данной работе начато изучение электронных состояний в структурах InAs/AlSb с двойными КЯ с целью поиска новых возможностей для управления спин-зависимыми эффектами. Исследование осцилляций Шубникова–де-Гааза и эффекта Холла позволило определить концентрацию электронов в каждой из квантовых ям в условиях ОФП и получить новую информацию о происхождении 2D электронного газа в номинально нелегированных структурах InAs/AlSb.

Для интерпретации результатов измерений осцилляций Шубникова–де-Гааза нами были рассчитаны концентрации ионизованных доноров, „поставивших“ электроны в систему из двух КЯ InAs. Расчет основан на решении системы нелинейных самосогласованных уравнений Хартри (система уравнений Шредингера и Пуассона) для одноэлектронных состояний в двойной квантовой

<sup>†</sup> E-mail: spirink@ipm.sci-nnov.ru

яме. В качестве одноэлектронного оператора кинетической энергии использовался восьмизонный гамильтониан Кейна [10,11] для огибающих волновых функций. Это позволяет корректно учитывать влияние непараболичности, деформации и спин-орбитального взаимодействия на электронные состояния в гетероструктурах, выращенных на основе узкозонных полупроводников, таких как InAs. Профиль потенциала и концентрации ионизованных доноров с обеих сторон от квантовых ям находились из условия равенства квазиуровней Ферми электронов в обеих КЯ, которое должно сохраняться при оптической подсветке структуры. В качестве исходных данных для расчета использовались концентрации электронов в обеих КЯ, определенные из фурье-анализа осцилляций Шубникова-де-Гааза.

## 2. Методика эксперимента

Гетероструктуры InAs/AlSb выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) на полуизолирующих подложках GaAs(100) аналогично [6]. Поскольку постоянные решетки AlSb и InAs значительно больше, чем у GaAs, структуры выращивались на композитном буфере. На подложке последовательно выращивались буферный слой GaAs толщиной 300 нм и метаморфный буферный слой AlSb толщиной 1.5 мкм. Далее поверх буферного слоя выращивалась десятипериодная „сглаживающая“ сверхрешетка GaSb(2.5 нм)/AlSb(2.5 нм). Активная часть структуры состояла из нижнего барьера AlSb толщиной 1.5 нм, квантовой ямы InAs толщиной 15 нм, промежуточного барьерного слоя толщиной 5–10 нм, второй квантовой ямы InAs толщиной 15 нм, верхнего барьерного слоя AlAs толщиной 35 нм и покрывающего слоя GaSb, защищающего AlSb от реакции с парами воды на воздухе. Параметры исследуемых образцов приведены в таблице.

При исследовании остаточной фотопроводимости использовались образцы прямоугольной формы холловской геометрии. Через образец пропускался постоянный ток  $I = 1$  мкА. Образцы размещались в центре сверхпроводящего соленоида в гелиевом криостате, все измерения проводились при температуре 4.2 К. С помощью гибкого многожильного световода образец освещался монохроматическим излучением с выхода решеточного монохроматора МДР-23 [12]. Измерялись установившиеся продольное  $R_{xx}$  и холловское  $R_{xy}$  сопротивления при развертке магнитного поля, значения которых записывались в память ЭВМ как функции магнитного поля.

Параметры исследуемых образцов

Образец	$n_s, 10^{-11} \text{ см}^{-2}$		Ширина барьера
	1-я квантовая яма	2-я квантовая яма	
D003	5.8	2.1	5 нм
D004	5.6	1.8	10 нм

Суммарная концентрация электронов в образце определялась по величине холловского сопротивления, а концентрации 2D электронов в каждой из квантовых ям — из фурье-анализа осцилляций Шубникова-де-Гааза. При исследовании спектров ОФП при непрерывной развертке длины волны подсветки (аналогично [12]) измерялось сопротивление образца по двухконтактной схеме.

## 3. Теория

Для расчета энергетического спектра электронов в двойных квантовых ямах AlSb/InAs/AlSb/InAs/AlSb с учетом электрического поля пространственно разделенных электронов и ионизованных доноров решалась самосогласованная система уравнений Шредингера и Пуассона (приближение Хартри)

$$H_{(1e)}\Psi_{n,\mathbf{k}} = E_n(\mathbf{k})\Psi_{n,\mathbf{k}},$$

$$\nabla(\varepsilon\nabla\varphi_{e-e}) = -4\pi e \sum_{n'} \int_{|\mathbf{k}'| < k_F^{n'}} \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \Psi_{n',\mathbf{k}}^+ \Phi_{n',\mathbf{k}}, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость в каждом слое гетероструктуры,  $e$  — заряд электрона,  $\Psi_{n',\mathbf{k}}$  — многокомпонентная огибающая волновая функция и  $E_n(\mathbf{k})$  — соответствующее значение энергии электронного состояния, характеризующегося номером подзоны размерного квантования  $n$  и волновым вектором  $\mathbf{k}$  в плоскости гетероструктуры. Знак „+“ означает эрмитово сопряжение. Одноэлектронный гамильтониан  $H_{(1e)}$  в (1) имеет следующий вид:

$$H_{(1e)} = H_{8 \times 8}^{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} - E_D z + e\varphi_{e-e}. \quad (1a)$$

Ось  $z$ , направленная по нормали к плоскости гетероструктуры, соответствует кристаллографическому направлению (001), а оси  $x$  и  $y$  — направлениям (100) и (010) соответственно.

Первое слагаемое в одноэлектронном гамильтониане (1a) соответствует гамильтониану Кейна ( $8 \times 8 \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ ) [10] (в отсутствие внешних электрических полей), выбранному в качестве одноэлектронного оператора кинетической энергии. Второе слагаемое описывает электрическое поле поверхностных доноров в покрывающем слое GaSb и глубоких доноров в барьерах AlSb. Третье слагаемое в гамильтониане (1a) отражает тот факт, что выделенный электрон подвержен влиянию электрических полей всех других электронов, рассматривающихся как непрерывное распределение отрицательного заряда с плотностью, определяемой одноэлектронными волновыми функциями заполненных состояний. В уравнении Пуассона системы (1) присутствует суммирование по всем заполненным подзонам размерного квантования и по волновому вектору в каждой заполненной подзоне.

В приближении Хартри электронная плотность полагается равномерно распределенной в плоскости КЯ.

Это означает, что электрон-электронное взаимодействие носит локальный характер, а эффекты, связанные с нелокальным обменно-корреляционным взаимодействием между электронами, игнорируются.

Гамильтониан Кейна строится сразу для зоны проводимости и сложной валентной зоны, а взаимодействие с другими более удаленными зонами учитывается по теории возмущений [11]. Учет удаленных зон в модели Кейна не является критичным для описания спектра электронов в зоне проводимости [10] (в этом случае закон дисперсии и огибающие волновые функции электронов в (1) зависят от модуля  $k$ ), однако является принципиальным для описания сложной валентной зоны, так как позволяет достигнуть конечности эффективной массы тяжелых дырок [11].

Выбирая базисные блоховские функции точки  $\Gamma$  зоны Бриллюэна в виде

$$S\alpha, X\alpha, Y\alpha, Z\alpha, S\beta, X\beta, Y\beta, Z\beta,$$

гамильтониан ( $8 \times 8 \mathbf{k} \cdot \mathbf{p}$ ) в отсутствие слагаемых в валентной зоне, пропорциональных квадрату волнового вектора дырок, и слагаемых, появляющихся из-за отсутствия центра инверсии в элементарной ячейке в объемном материале [13] и наличия интерфейсов с низкой симметрией (эти слагаемые не оказывают значительного влияния на результаты расчета энергетического спектра электронных состояний), можно записать как [14,15]

$$H_{8 \times 8}^{\mathbf{k} \cdot \mathbf{p}} = \begin{pmatrix} H_4 & 0 \\ 0 & H_4 \end{pmatrix} + H_{SO} + H_\varepsilon. \quad (2)$$

Блок  $H_4$  записывается в виде

$$H_4 = \begin{pmatrix} H_{cc} & H_{cv} \\ H_{vc} & H_{vv} \end{pmatrix},$$

где

$$H_{cc} = E_c,$$

$$H_{cv} = H_{vc}^+ = (iPk_x \ iPk_y \ iPk_z) \quad (3)$$

и

$$H_{vv} = \begin{pmatrix} H_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & H_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & H_{zz} \end{pmatrix},$$

$$H_{xx} = H_{yy} = H_{zz} = E_v - \frac{\Delta}{3},$$

где  $E_c, E_v, \Delta$  — положение дна зоны проводимости, потолка валентной зоны и величина спин-орбитального расщепления в отсутствие напряжения,  $P$  — межзонный матричный элемент импульса, определяемый через эффективную массу  $m_c$  на дне зоны проводимости и ширину запрещенной зоны  $E_g$ :

$$P^2 = \frac{3\hbar}{2m_c} \frac{E_g(E_g + \Delta)}{3E_g + 2\Delta}.$$

Операторы  $H_{SO}$  и  $H_\varepsilon$  выражаются следующим образом:

$$H_{SO} = -\frac{\Delta}{3} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & i & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & -i & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & i \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i & 0 & i & 0 & 0 \\ 0 & -1 & -i & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (4)$$

и

$$H_\varepsilon = \begin{pmatrix} H_{\varepsilon 0} & 0 \\ 0 & H_{\varepsilon 0} \end{pmatrix},$$

где

$$H_{\varepsilon 0} = \begin{pmatrix} a_c \varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & h_{xx} & n\varepsilon_{xy} & n\varepsilon_{xz} \\ 0 & n\varepsilon_{yx} & h_{yy} & n\varepsilon_{yz} \\ 0 & n\varepsilon_{zx} & n\varepsilon_{zy} & h_{zz} \end{pmatrix}. \quad (5)$$

В этих уравнениях

$$h_{xx} = l\varepsilon_{xx} + m(\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}),$$

$$h_{yy} = l\varepsilon_{yy} + m(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{zz}),$$

$$h_{zz} = l\varepsilon_{zz} + m(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}),$$

$$\varepsilon = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}. \quad (6)$$

Параметры  $l, m,$  и  $n$  выражаются через параметры деформационного потенциала для валентной зоны [11]:

$$l = a_v + 2b,$$

$$m = a_v - b,$$

$$n = \sqrt{3}d. \quad (7)$$

Влияние спин-орбитального взаимодействия на деформационный потенциал полагается малым [11].

Поскольку рассматриваемая гетероструктура выращивалась на плоскости [001], тензор деформации может иметь только 3 отличные от нуля компоненты:  $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}, \varepsilon_{zz}$ . Из условия отсутствия внешнего напряжения вдоль направления (001) можно найти связь между  $\varepsilon_{xx}$  и  $\varepsilon_{zz}$  [16]:

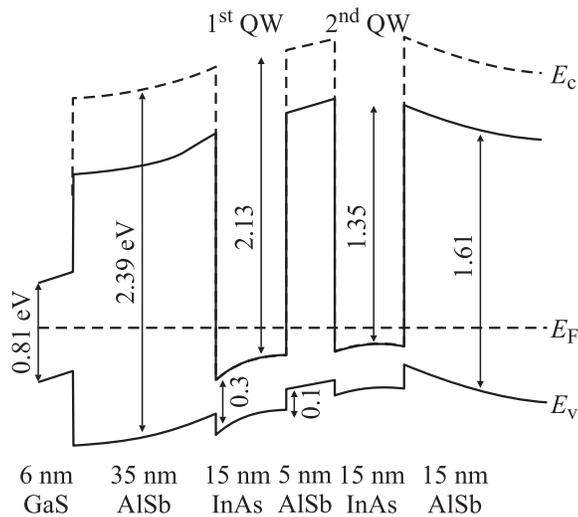
$$\varepsilon_{zz} = -\frac{2C_{12}}{C_{11}} \varepsilon_{xx},$$

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_0 - a}{a}, \quad (8)$$

где  $C_{ij}$  — упругие модули,  $a$  и  $a_0$  — постоянные решетки рассматриваемого слоя и ненапряженных барьеров AlSb, которые полагались ненапряженными.

В гетероструктуре  $E_c, E_v, \Delta, P$  являются функциями от  $z$ , и гамильтониан (2) в присутствии гетерограниц содержит неэрмитовы члены  $Pk_z$ . Для эрмитовости гамильтониана (2) необходимо сделать эрмитовым произведение:

$$P(z)k_z \rightarrow \text{Herm}(P; k_z). \quad (9)$$



**Рис. 1.** Зонная схема гетероструктуры InAs/AlSb с двойной квантовой ямой (QW). Пунктирной линией показано положение  $\Gamma$ -долины в зоне проводимости AlSb. Стрелками показаны энергии в эВ.

Можно выделить целый класс эрмитовых форм (9), использование которых не влияет на спектр одноэлектронной задачи с гамильтонианом (2) в присутствии любого одночастичного оператора, описывающего внешнее электрическое поле. Огибающие волновые функции при этом будут отличаться. Наиболее общий вид эрмитовой формы (9) в обозначенном классе граничных условий дается следующим выражением:

$$\text{Herm}(P; k_z) = \frac{1}{2} [f(z)k_z g(z) + g(z)k_z f(z)], \quad (10)$$

где  $f(z)$  и  $g(z)$  — произвольные функции, причем вдали от гетерограницы,

$$f(z)g(z) = P. \quad (11)$$

Для расчетов электронного спектра мы выбрали эрмитовую форму произведения  $Pk_z$  в виде антикоммутиатора:

$$\text{Herm}(P; k_z) = \frac{1}{2} [k_z P + P k_z].$$

Граничные условия могут быть получены интегрированием уравнения Шредингера по малой окрестности гетероперехода.

Для нахождения энергии связанных состояний в двойной КЯ использовался метод матрицы рассеяния [17], являющийся устойчивым при любой ширине барьера между двумя КЯ. Для решения системы нелинейных уравнений (1) использовался метод последовательных приближений (метод итераций). В качестве огибающих волновых функций нулевого приближения выбирались состояния в бесконечно глубоких квантовых ямах, с концентрациями электронов, определенными из фурье-анализа осцилляций Шубникова-де-Гааза. Для решения

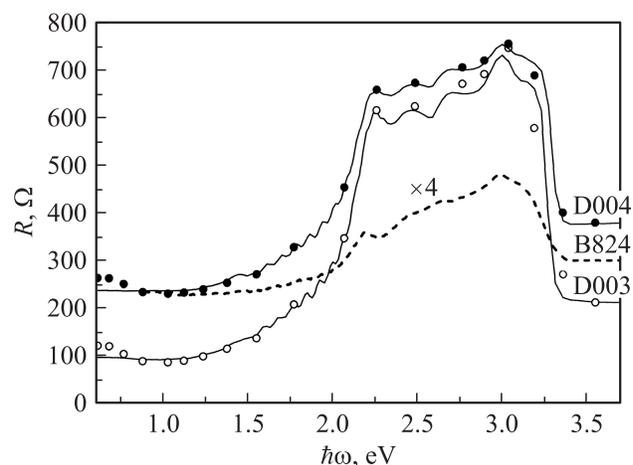
уравнения Пуассона на  $m$ -й итерации использовались волновые функции, найденные на  $(m-1)$ -й итерации.

Схема зонной диаграммы исследуемых гетероструктур представлена на рис. 1.

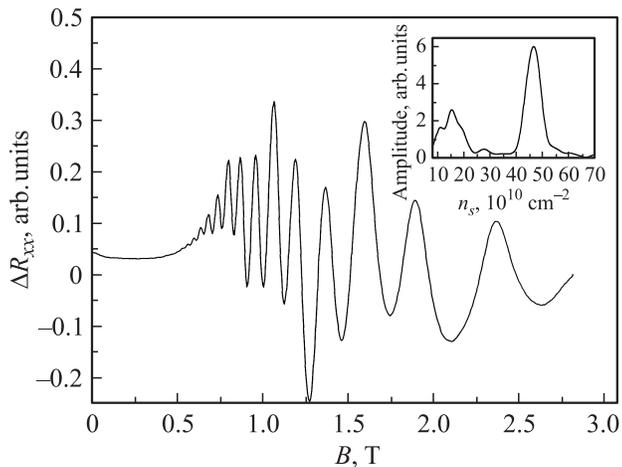
Исходя из условия о равенстве квазиуровней Ферми электронов в обеих КЯ (которое в случае ОФП выполняется, как будет ясно из последующего обсуждения, лишь при достаточно малой толщине разделяющего КЯ барьера) находился профиль самосогласованного потенциала и количество ионизованных доноров справа (в нижнем барьере AlSb) и слева (в верхнем барьере AlSb и на поверхности покрывающего слоя GaSb) от квантовых ям. Предполагалось, что узкий барьер между ямами не содержит глубоких доноров. При расчетах электронного спектра в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами использовались значения параметров, входящих в (3)–(7), представленных в [18].

## 4. Результаты и обсуждение исследований

На рис. 2 представлены спектры ОФП в гетероструктурах InAs/AlSb образцов D003 и D004 с двойными КЯ. Для сравнения на рис. 2 также представлен спектр ОФП образца B824 с одиночной КЯ [12]. Темновые значения сопротивления для образцов D003 и D004 составляют 125 и 263 Ом соответственно. В длинноволновой области спектра при энергиях свыше 0.6 эВ наблюдается положительная ОФП (сопротивление меньше темнового). С ростом энергии квантов подсветки  $\hbar\omega$  (свыше 1.5 эВ) наблюдается значительное увеличение сопротивления. Между 2 и 3.2 эВ наблюдается ярко выраженная отрицательная ОФП. При  $\hbar\omega > 3.2$  эВ наблюдается резкое падение сопротивления образца до



**Рис. 2.** Спектры остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb. Символы и сплошные линии — две различные методики определения остаточной фотопроводимости в образцах D003 и D004 с двойными квантовыми ямами. Пунктирная линия соответствует спектру остаточной фотопроводимости в образце B824 с одной квантовой ямой InAs [12].



**Рис. 3.** Типичная запись осцилляций Шубникова–де-Гааза в „неподсвеченном“ образце D003. На вставке — концентрация двумерных электронов  $n_s$  в двойной квантовой яме, определенная с помощью фурье-анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза.

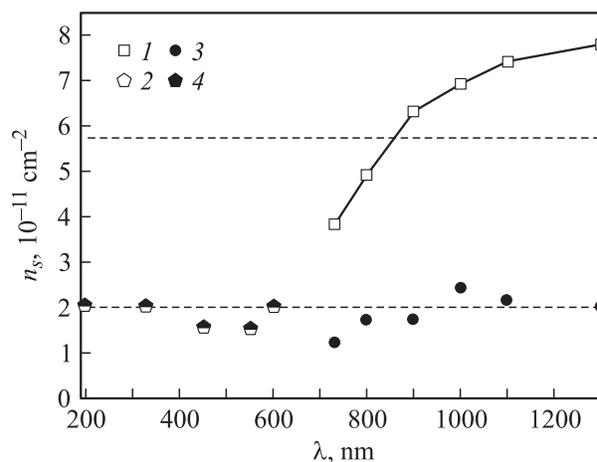
значения, несколько превышающего темное, которое практически не меняется при энергиях квантов подсветки свыше 3.5 эВ. Хорошо видно, что основные спектральные особенности ОФП образцов с двойными и одиночной КЯ [12] совпадают.

Для изучения распределения носителей между квантовыми ямами проводились измерения осцилляций Шубникова–де-Гааза, типичная запись которых представлена на рис. 3. Хорошо видны биения осцилляций, что указывает на наличие в структуре нескольких групп носителей с разной концентрацией. На вставке рис. 3 представлены результаты фурье-анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза, где имеются 2 ярко выраженных максимума, соответствующих двум концентрациям 2D электронов. Поскольку основными поставщиками электронов в КЯ являются поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb и в структуре имеется встроенное электрическое поле [7,12], естественно связывать большее значение темновой концентрации с электронами в 1-й (считая от поверхности структуры) КЯ, а меньшее значение темновой концентрации — с электронами во 2-й КЯ.

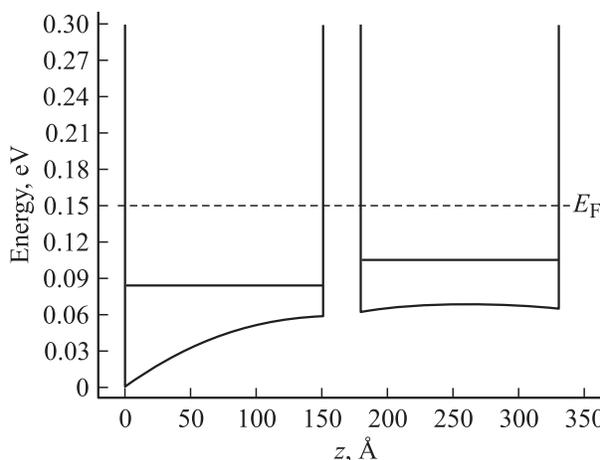
На рис. 4 представлены зависимости концентраций 2D электронов в квантовых ямах в образце D003 в условиях ОФП в зависимости от длины волны излучения подсветки. Видно, что концентрация 2D электронов во 2-й яме не меняется (с точностью до погрешности определения), в то время как концентрация электронов в 1-й КЯ при  $\lambda > 800$  нм превышает темновую концентрацию, показанную горизонтальной линией (эффект положительной ОФП), меньше темновой при  $\lambda < 800$  нм (эффект отрицательной ОФП). При  $\lambda \leq 600$  нм концентрация 2D электронов в 1-й яме падает настолько, что становится неотличимой от концентрации во 2-й яме, при этом период осцилляций увеличивается, а фурье-

анализ осцилляций показывает наличие в них одной спектральной компоненты, соответствующей концентрации 2D электронного газа около  $2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. При этом проведенные измерения эффекта Холла показали, что суммарная концентрация 2D электронов в системе из двух КЯ вдвое превышает концентрацию, определенную из периода осцилляций Шубникова–де-Гааза. Это указывает на то, что в условиях отрицательной ОФП концентрации 2D электронов в КЯ выравниваются (с точностью до погрешности определения). Аналогичные результаты были получены и для образца D004.

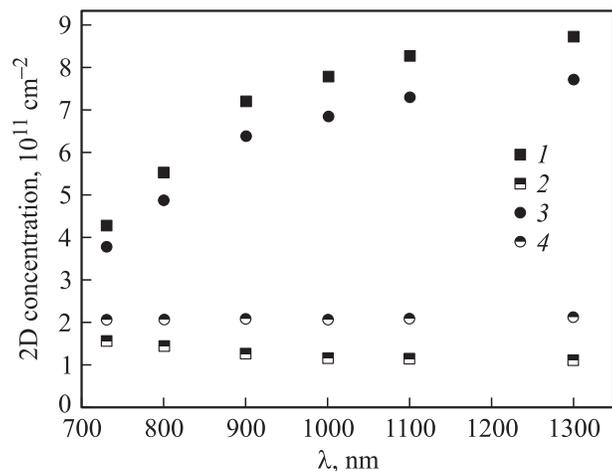
Исходя из экспериментально определенных значений концентрации 2D электронов в каждой из КЯ в образце



**Рис. 4.** Изменение двумерной концентрации электронов в образце D003 при изменении длины волны подсветки. Символы 1, 2 соответствуют концентрации двумерных электронов в 1-й квантовой яме, символы 3, 4 — во 2-й квантовой яме. Пунктиром показаны „темновые“ значения концентраций.



**Рис. 5.** Результаты самосогласованного расчета „темнового“ профиля двойной квантовой ямы в образце D003. Сплошными линиями в каждой квантовой яме отмечены уровни энергии при нулевом значении волновых векторов в плоскости структуры. Пунктирная линия соответствует положению общего квазиуровня Ферми в системе.



**Рис. 6.** Результаты расчета концентраций ионизованных доноров от длины волны подсветки, определенных из самосогласованного профиля двойной квантовой ямы. Символы 1 соответствуют концентрации ионизованных доноров слева от двойной квантовой ямы. Символы 2 соответствуют концентрации ионизованных доноров справа от двойной квантовой ямы. Символы 3, 4 соответствуют экспериментально определенным значениям концентрации в 1-й (символы 3) и 2-й (символы 4) квантовых ямах.

D003 был выполнен самосогласованный расчет профиля потенциала двойной квантовой ямы. Метод расчета подробно описан в разд. 3. Для „темновых“ значений концентраций соответствующий профиль потенциала представлен на рис. 5. Расчет показывает, что 19% ионизованных доноров ( $1.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) расположено в правом от КЯ барьере и 81% ионизованных доноров ( $6.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ) расположен на поверхности структуры и в левом барьере.

Исходя из допущения, что при достаточном времени оптической подсветки устанавливается равенство квазиуровней Ферми 2D электронов в обеих КЯ, был сделан расчет количества ионизованных доноров слева и справа от двойной КЯ в режиме ОФП в зависимости от длины волны подсветки (рис. 6). Видно, что при всех длинах волн  $\lambda > 800 \text{ нм}$ , соответствующих положительной ОФП ( $\hbar\omega < 1.5 \text{ эВ}$ ), наблюдается значительный рост концентрации ионизованных примесей слева от КЯ (в левом от КЯ барьере и на поверхности структуры), в то время как концентрация ионизованных доноров в правом барьере уменьшается. Расчет концентрации ионизованных примесей (рис. 6) показывает, что наблюдаемую в длинноволновой области ( $0.6 < \hbar\omega < 1.5 \text{ эВ}$ ) положительную ОФП (которая в работе [7] связывалась с фотоионизацией неких глубоких доноров) можно напрямую связать с направленным переносом отрицательного заряда из покрывающего слоя GaSb.

Действительно, поскольку эффекты положительной и отрицательной ОФП являются обратимыми (т.е. освещая образец последовательно видимым и ИК излучением, можно циклически изменять концентрацию 2D

электронов), то как положительная, так и отрицательная ОФП в конечном счете должны быть связаны с перезарядкой одних и тех же глубоких центров. Как было показано в работах [7,12], отрицательная ОФП связана главным образом с переносом заряда из квантовой ямы InAs на заряженные поверхностные доноры в покрывающем слое GaSb. Соответственно положительная ОФП должна быть обусловлена обратным процессом, т.е. переносом электронов с нейтральных поверхностных доноров в квантовую яму. В области энергий квантов  $\hbar\omega < 0.8 \text{ эВ}$  ( $\lambda > 1500 \text{ нм}$ ) может осуществляться ионизация нейтральных (т.е. лежащих под уровнем Ферми) поверхностных доноров в покрывающем слое GaSb. При энергиях свыше  $0.8 \text{ эВ}$  происходит межзонная генерация электронно-дырочных пар в слое GaSb, причем при энергиях квантов меньше  $1.5 \text{ эВ}$  ( $\lambda > 800 \text{ нм}$ ) генерируемые легкие дырки имеют энергию меньше разрыва валентной зоны на гетерогранице GaSb/AlSb [7].

Таким образом, перенос электрического заряда с поверхности при ИК подсветке в условиях положительной ОФП в двойную квантовую яму носит „диффузионный“ характер и осуществляется, по-видимому, через примесное состояние в запрещенной зоне барьерного слоя AlSb. Поскольку эффективная масса электронов меньше эффективной массы дырок, то и „диффундировать“ электроны будут быстрее. Дырки, обеспечивающие избыток положительного заряда в поверхностном слое при межзонной подсветке в GaSb, будут при этом захватываться нейтральными поверхностными донорами. Как показывают наши численные расчеты, характерный масштаб проникновения волновых функций 2D электронов в КЯ InAs через барьер AlSb составляет менее 2 нм, что свидетельствует о туннельной непрозрачности барьера между КЯ в наших структурах. Такой же „диффузионный“ перенос заряда при ИК подсветке будет иметь место из 2-й КЯ в барьер AlSb, расположенный справа от двойной квантовой ямы. В результате количество 2D электронов в 1-й квантовой яме, ближайшей к поверхности, и ионизованных доноров в поверхностном слое увеличивается. Наличие в системе 2-й квантовой ямы и возможность независимо определять концентрации электронов в каждой из ям позволили установить, что этот процесс „диффузионного“ переноса заряда от поверхности в глубь структуры при ИК подсветке идет и дальше: хотя количество 2D электронов во 2-й КЯ заметно не изменяется (с точностью до погрешности определения), но концентрация ионизованных доноров в правом барьере, как показывает самосогласованный расчет, *уменьшается*.

В области энергий квантов подсветки свыше  $1.5 \text{ эВ}$  наблюдается ярко выраженная отрицательная ОФП, связанная с межзонной генерацией электронно-дырочных пар с последующим разделением носителей встроенным электрическим полем, увлечением дырок к двойной КЯ и их рекомбинацией с 2D электронами. Основные особенности в спектрах ОФП образцов с двойными КЯ (рис. 2) в широком диапазоне энергий квантов

подсветки совпадают со спектральными особенностями ОФП для образцов с одиночными КЯ, которые исследовались в работе [12]. Поскольку при энергиях свыше 1.61 эВ ( $\lambda < 770$  нм) начинается генерация электронно-дырочных пар через непрямую зону AlSb, обмен электронами между двумя квантовыми ямами становится возможен через надбарьерные состояния, что приводит к постепенному уменьшению различия между концентрациями 2D электронов в квантовых ямах (рис. 4).

## 5. Заключение

Таким образом, в данной работе исследованы особенности остаточной фотопроводимости в гетероструктурах InAs/AlSb с двойными квантовыми ямами. Из фурье-анализа осцилляций Шубникова–де-Гааза определены концентрации 2D электронов в каждой из квантовых ям и продемонстрирована сильная асимметрия структуры, обусловленная встроенным электрическим полем. Из самосогласованного расчета профиля потенциала определены значения концентраций ионизованных доноров с обеих сторон от квантовых ям и показано, что в условиях положительной остаточной фотопроводимости при ИК подсветке, когда суммарная концентрация электронов в ямах возрастает, концентрация ионизованных доноров в дальнем от поверхности барьере AlSb *уменьшается*. Это прямо указывает на то, что положительная остаточная фотопроводимость связана (как и отрицательная остаточная фотопроводимость) главным образом с перезарядкой глубоких поверхностных доноров в покрывающем слое GaSb.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (09-02-00752) и Российской академии наук. С.С. Криштопенко благодарит за поддержку Фонд некоммерческих программ „Династия“.

## Список литературы

- [1] S.D. Ganichev, V.V. Bel'kov, L.E. Golub, E.L. Ivchenko, Petra Schneider, S. Giglberger, J. Eroms, J. De Boeck, G. Borghs, W. Wegscheider, D. Weiss, W. Prettl. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, P. 256 601 (2004).
- [2] Ю.А. Бычков, Э.И. Рашба. *Письма ЖЭТФ*, **39**, 66 (1984).
- [3] G. Dresselhaus. *Phys. Rev.*, **100**, 580 (1955).
- [4] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English. *J. Appl. Phys.*, **67**, 3032 (1990).
- [5] G. Tuttle, H. Kroemer, J.H. English. *J. Appl. Phys.*, **65**, 5239 (1989).
- [6] Yu.G. Sadofyev, A. Ramamoorthy, B. Naser, J.P. Bird, S.R. Jonson, Y.-H. Zhang. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 1833 (2002).
- [7] Ch. Gauer, J. Scriba, A. Wixforth, J.P. Kotthaus, C. Nguyen, G. Tuttle, J.H. English, H. Kroemer. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S137 (1993).
- [8] F.C. Wang, W.E. Zhang, C.H. Yang, M.J. Yang, B.R. Bennett. *Appl. Phys. Lett.*, **69**, 1417 (1996).
- [9] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, А.В. Иконников, С.С. Криштопенко, Ю.Г. Садофьев, К.Е. Спирин. *ФТП*, **42**, 846 (2008).
- [10] E.O. Kane. *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 249 (1957).
- [11] G.L. Bir, G.E. Pikus. *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductors* (Wiley, N.Y., 1974).
- [12] В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Д.М. Гапонова, А.В. Иконников, К.В. Маремьянин, С.В. Морозов, Ю.Г. Садофьев, S.R. Johnson, Y.-H. Yang. *ФТТ*, **39**, 30 (2005).
- [13] E.O. Kane. *Proc. Conf. „Narrow Gap Semiconductors. Physics and Applications, Nimes, 1979“*, ed. by W. Zawadzki (Springer-Verlag, N.Y., 1980).
- [14] B.A. Foreman. *Phys. Rev. B*, **56**, R12 748 (1997).
- [15] A. Zakharova, S.T. Yen, K.A. Chao. *Phys. Rev. B*, **66**, 085 312 (2002).
- [16] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Теоретическая физика. Теория упругости* (М., Наука, 1987) т. 7.
- [17] D.Y.K. Ko, J.C. Inkson. *Phys. Rev. B*, **38**, 9945 (1988).
- [18] I. Vurgaftman, J.R. Meyer, L.R. Ram-Mohan. *J. Appl. Phys.*, **89**, 5815 (2001).

Редактор Т.А. Полянская

## Persistent photoconductivity effects in InAs/AlSb double quantum well heterostructures

V.I. Gavrilenko, A.V. Ikonnikov, S.S. Krishtopenko, A.A. Lastovkin, K.V. Maremyanin, Yu.G. Sadofyev, K.E. Spirin

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 Nizhniy Novgorod, Russia

**Abstract** Persistent photoconductivity effects in InAs/AlSb heterostructures with GaSb cap layer and double InAs quantum wells have been investigated at  $T = 4.2$  K. Electron concentrations in each quantum well have been determined from Fourier analysis of Shubnikov–de-Haas oscillations at the sample illumination by various wavelength light. A strong structure asymmetry caused by built-in electric field has been demonstrated directly. Self-consistent calculations of the double quantum well energy profile have been performed and the ionized donor concentrations both above and below double quantum well have been determined. The latter allows to specify the mechanism of the bipolar persistent photoconductivity observed in such structures.