

03

# Эффект инжекционного обеднения в $p-n$ -гетероструктурах на основе твердых растворов $(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$ , $(Si_2)_{1-x}(CdS)_x$ , $(InSb)_{1-x}(Sn_2)_x$ , $CdTe_{1-x}S_x$

© Ш.Н. Усмонов, А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман

Физико-технический институт им. С.В. Стародубцева АН Узбекистана, Ташкент, Узбекистан

E-mail: sh\_usmonov@rambler.ru, amin@uzsci.net

(Поступила в Редакцию 9 июня 2014 г.)

Исследованы вольт-амперные характеристики гетероструктур  $n-Si-p-(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$  ( $0 \leq x \leq 0.91$ ,  $0 \leq y \leq 0.94$ ),  $p-Si-n-(Si_2)_{1-x}(CdS)_x$  ( $0 \leq x \leq 0.01$ ),  $n-GaAs-p-(InSb)_{1-x}(Sn_2)_x$  ( $0 \leq x \leq 0.05$ ),  $n-CdS-p-CdTe$ . Обнаружено, что вольт-амперные характеристики таких структур имеют участок сублинейного роста тока с напряжением  $V \approx V_0 \exp(Jad)$ . Оценены концентрации глубоких примесей, ответственных за появление сублинейного участка вольт-амперной характеристики. Экспериментальные результаты объясняются на основе теории эффекта инжекционного обеднения.

Работа выполнена в рамках гранта Ф2-ФА-0-43917 фундаментальных исследований Комитета КРН и Т РУз.

## 1. Введение

Эффект инжекционного обеднения был впервые теоретически предсказан для  $p-i-n$ -структур, работающих в режиме двойной инжекции [1], и затем наблюдался экспериментально на полупроводниковых структурах, изготовленных из различных материалов, в частности на кремнии, легированном цинком [2,3]; кремнии, легированном золотом [4], арсениде галлия [5], в сплаве кремния с германием [6] и др. Последние годы этот эффект наблюдался на структурах, изготовленных на основе различных твердых растворов, в частности  $n-Si-p-(Si_2)_{1-x-y}(Ge_2)_x(GaAs)_y$  [7],  $p-Si-n-(Si_2)_{1-x}(CdS)_x$  [8],  $p-Si-n-(GaSb)_{1-x}(Si_2)_x$  [9] и  $n-GaAs-p-(InSb)_{1-x}(Sn_2)_x$  [10], а также на структурах с гетеропереходом  $CdS-CdTe$  [11].

Это весьма специфический эффект, что следует уже из его названия, в котором сочетаются два, казалось бы, несовместимых понятия: инжекция (т.е. впрыскивание свободных носителей, обогащение ими базы структуры) и обеднение (т.е. убывание, удаление свободных носителей). Этот эффект наблюдается только при встречных направлениях амбиполярной диффузии неравновесных носителей и их амбиполярного дрейфа, который определяется инжекционной модуляцией заряда глубоких примесей.

## 2. Условия реализации эффекта инжекционного обеднения в $p-n$ -структурах

Инжекционное обеднение наблюдается при двойной инжекции в  $p-i-n$ -структуре при прямых направлениях тока, но для его реализации должен соблюдаться ряд условий. Рассмотрим  $p-i-n$ -структуру (рис. 1), включенную в прямом направлении. База (т.е.  $i$ -слой)

не должна быть, согласно терминологии, предложенной Стафеевым, тонкой, поскольку эффект происходит именно в ней, но не должна быть и очень длинной (в этом случае, как известно, будут иметь место так называемые дрейфовые режимы двойной инжекции). Для наблюдения этого эффекта база должна быть длинной:  $d/L > 1$  ( $d$  — толщина базы,  $L$  — диффузионная длина неравновесных носителей), но не слишком, т.е. отношение  $d/L$  должно находиться в интервале 2–7.

Обычно для рассмотрения процессов двойной инжекции в  $p-n$ - или  $p-i-n$ -диодах используется основное уравнение задачи, описывающее амбиполярное поведение свободных носителей в квазинейтральной  $i$ -базе:

$$D_a \frac{d^2 p}{dx^2} - v_a \frac{dp}{dx} - U = 0, \quad (1)$$

где  $D_a = D_n D_p (n + p) / (D_n n + D_p p)$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $v_a = \mu_a E$  — амбиполярная скорость дрейфа свободных носителей, причем  $\mu_a = \mu_n \mu_p (n - p) / (\mu_n n + \mu_p p)$  — амбиполярная подвижность,  $E \approx \frac{J}{q \mu_p (bn + p)}$  — электрическое поле,  $J$  — плотность тока,  $b = \mu_n / \mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок соответственно.

Понятие амбиполярной подвижности использовалось ранее многими исследователями (см., например, [12]).

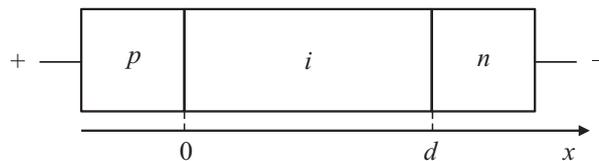
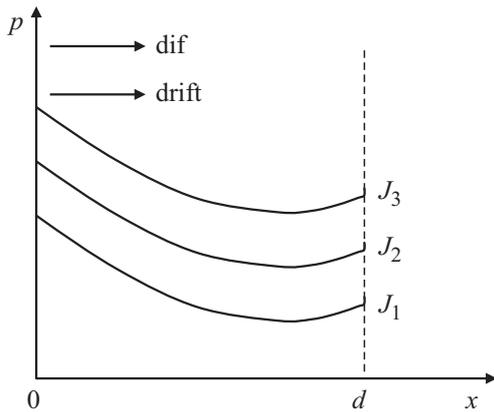
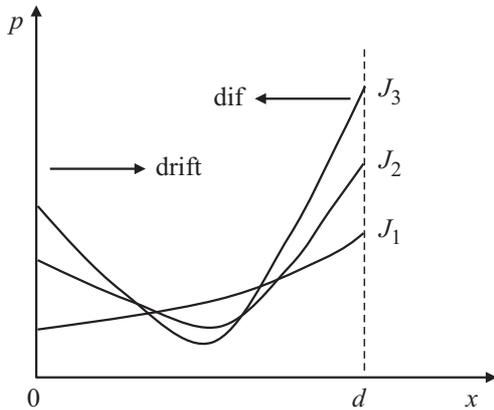


Рис. 1. Схематическое изображение  $p-i-n$ -структуры в прямом направлении приложенного напряжения.  $d$  — толщина базовой  $i$ -области.



**Рис. 2.** Распределение концентрации неравновесных носителей заряда вдоль базовой *i*-области *p-i-n*-структуры, в случае, когда диффузия и дрейф носителей направлены в одну сторону, при различных значениях плотности тока:  $J_1 < J_2 < J_3$ .



**Рис. 3.** Распределение концентрации неравновесных носителей заряда вдоль базовой *i*-области *p-i-n*-структуры в случае, когда диффузия и дрейф носителей направлены навстречу друг другу, при различных значениях плотности тока:  $J_1 < J_2 < J_3$ .

Обычно как в *p-n*-, так и в *p-i-n*-диоде происходит впрыскивание неосновных носителей (в нашем случае для конкретности выбраны дырки) и создается градиент концентрации дырок  $dp/dx < 0$ , поскольку концентрация впрыснутых дырок убывает по мере продвижения в глубь базы. Обычно это экспоненциальное убывание типа  $\exp(-x/L_p)$ , где  $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$  — диффузионная длина дырок,  $D_p$  и  $\tau_p$  — их коэффициент диффузии и время жизни соответственно. Тогда в уравнении (1) второй член, описывающий дрейф дырок в глубь базы, по сути имеет знак „плюс“, т.е. амбиполярная диффузия, описываемая первым членом, и амбиполярный дрейф, описываемый вторым членом, имеют одинаковые знаки; их действие суммируется. Физически это означает, что свободные дырки, попавшие в базу, уносятся ко второму контакту под действием и диффузии, и дрейфа. Другими словами, дрейф усиливает действие диффузии (рис. 2). Но для *p-i-n*-структуры можно умозрительно предста-

вить себе и другую ситуацию, если для *i-n*-контакта, у которого при рассматриваемом прямом направлении аккумулируются (накапливаются) электроны, а также в силу квазинейтральности и дырки, концентрация свободных носителей окажется больше, чем для *p-i*-перехода. Это может произойти в силу различных причин, которые мы обсудим далее. Но если это произойдет, то градиент концентрации станет положительным:  $dp/dx > 0$ . Тогда второй член уравнения (1) будет иметь отрицательный знак. Физически это означает, что диффузия и дрейф будут направлены навстречу друг другу (рис. 3) и, следовательно, в каком-то интервале напряжений дрейфовый и диффузионный токи будут не усиливать, как обычно, а подавлять друг друга. Тогда концентрация свободных носителей в базе будет не увеличиваться с ростом тока, как это обычно бывает при инжекции, а убывать. Отсюда и название „инжекционное обеднение“.

Чтобы получить математическое описание этого эффекта, мы должны вернуться к уравнению (1) и конкретизировать величины скорости рекомбинации  $U$  и скорости амбиполярного дрейфа  $v_a$ . Пусть скорость рекомбинации  $U = p/\tau_p$ , т.е. имеет обычный вид, характерный для статистики Шокли-Рида. Что касается скорости амбиполярного дрейфа, то ее общее выражение достаточно сложное (см., например, [12])

$$v_a = \left[ \frac{\mu_n \mu_p}{\mu_n n + \mu_p p} \right] \times \left[ N_d - \left( \epsilon \frac{dE}{dx} - p \frac{\partial}{\partial p} \left( \epsilon \frac{dE}{dx} \right) + M \left( 1 - \frac{p}{M} \frac{\partial M}{\partial p} \right) \right) \right] E, \tag{2}$$

где  $M$  — концентрация дырок, захваченных глубокими примесями. В данном случае выбран один глубокий уровень типа центров прилипания для дырок, так что  $M = N_t f_{tp}$ , где  $N_t$  — концентрации центров прилипания,  $f_{tp} = p/(p + p_{1t})$  — вероятность заполнения этого уровня дырками,  $p_{1t} = N_v \exp((E_v - E_t)/kT)$  — статистический фактор Шокли-Рида для уровня центров прилипания  $E_t$ .

Первый член уравнения (2), пропорциональный  $N_d$ , как известно, описывает режим омической релаксации объемного заряда, а второй, связанный с изменением поля  $dE/dx$ , — диэлектрическую релаксацию объемного заряда. Наконец, третий член обусловлен исключительно модуляцией заполнения глубоких примесей. Если мы ограничимся случаем, когда этот член является определяющим и в качестве такой примеси выступают центры прилипания для дырок, то выражение для амбиполярной скорости дрейфа примет вид

$$v_a = \frac{I}{q} \frac{\mu_n \mu_p N_t}{(\mu_n + \mu_p)^2 (p_{1t}^*)^2}, \tag{3}$$

где  $p_{1t}^* = p_{1t} + \frac{\mu_n}{\mu_n + \mu_p} N_t$ .

В условиях преобладающего влияния модуляции глубоких центров прилипания, фактор прилипания которых  $\gamma = \frac{N_t}{p_{1t}} \gg 1$ , и при  $p < p_{1t}^*$  выражения для амбиполярной скорости дрейфа и диффузии упрощаются:

$v_a \approx aJD_a$  и  $D_a \approx D_p$ . В этом случае уравнение (1) принимает достаточно простой вид

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - aJ \frac{dp}{dx} - \frac{p}{\tau} = 0, \quad (4)$$

где

$$a = \frac{1}{2qD_p N_i} \quad (5)$$

— параметр, зависящий только от полной концентрации глубоких центров прилипания  $N_i$  и от коэффициента диффузии основных носителей  $D_p$  (т.е. от их подвижности:  $D_p = kT\mu_p/q$ ).

При достаточно больших токах, когда  $Jad > 2$ , приближенное решение уравнения (4) имеет вид [1,12]

$$p \sim \exp(-aJx), \quad (6)$$

т.е. по мере роста тока концентрация впрыснутых носителей убывает (рис. 3). По краям базы на границах с  $p-i$ - и  $i-n$ -переходами эта величина, как обычно, растет, т.е. граничные концентрации  $p(0)$  и  $p(d)$  увеличиваются с ростом тока, но в середине она убывает. Соответственно падение напряжения на базе [1,12]

$$V \approx V_0 \exp(Jad), \quad (7)$$

где

$$V_0 = \frac{kT}{q} 2b \left[ \frac{qV_p^*(1+\gamma)N_i^2}{(b\gamma + b + 1)n_n J} \right]^{1/2}, \quad (8)$$

$V_p^*$  — эффективная скорость утечки дырок через  $i-n$ -переход.

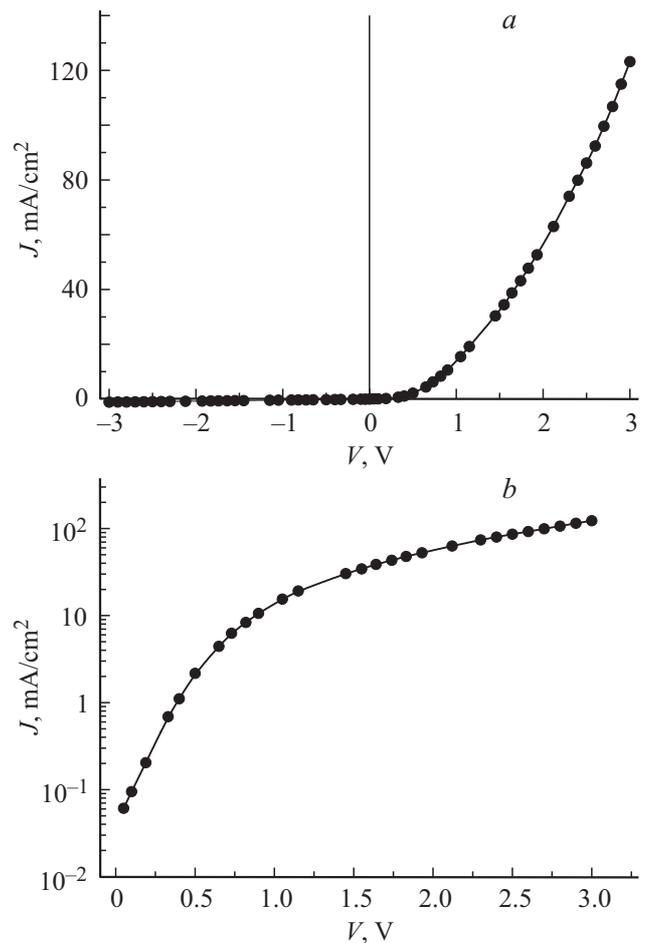
Таким образом, ввиду очень простой формы вольт-амперной характеристики и простой зависимости параметра  $a$  от концентрации глубоких примесей  $N_i$  этот эффект может быть легко наблюдаем и проверен экспериментально.

Остановимся подробнее на возможности создания условий для реализации этого эффекта. Главное из этих условий — изменение знака градиента концентрации свободных носителей. Чтобы это было реализовано нужно, чтобы  $i-n$ -контакт был „хорошим“, т.е. поставлял много электронов, а  $p-i$ -переход — „плохим“, т.е. впрыскивал мало дырок. Эта ситуация может реализоваться изначально технологически, но может сложиться и в процессе эксплуатации прибора. Как известно, при идеальных контактах  $p(0) \sim J$  и  $p(d) \sim J$  (см., например, [12]), а при неидеальных эти зависимости ослабевают:  $p(0) \sim \sqrt{J}$ ,  $p(d) \sim \sqrt{J}$ . Если  $p-i$ -переход станет неидеальным ( $p(0) \sim \sqrt{J}$ ), а  $i-n$ -переход останется идеальным ( $p(d) \sim J$ ), то концентрация носителей у  $i-n$ -перехода может стать больше, чем у  $p-i$ -перехода; соответственно знак градиента  $dp/dx$  изменится на положительный, т.е. реализуются условия для эффекта инжекционного обеднения.

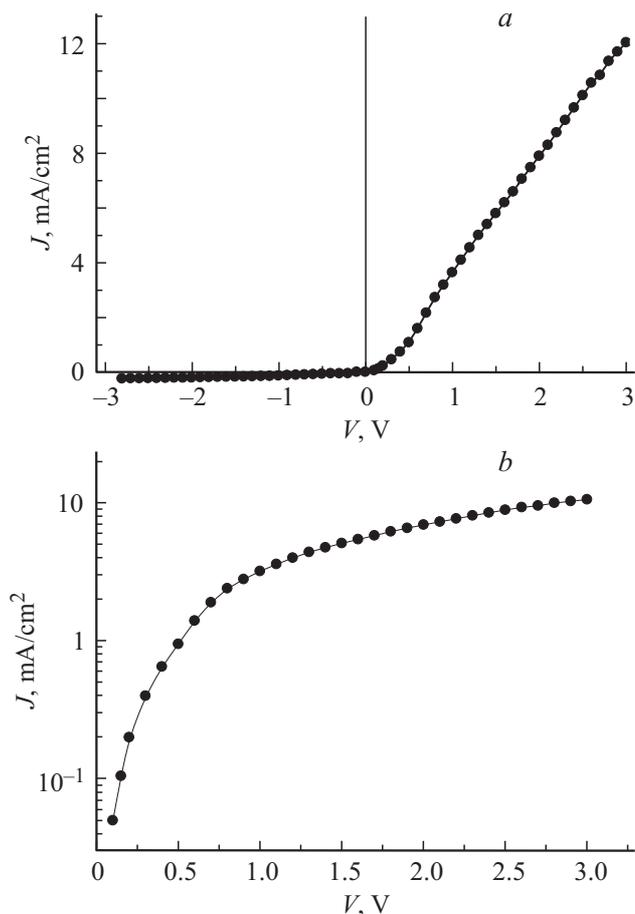
### 3. Образцы и методики измерения

Для экспериментального исследования эффекта инжекционного обеднения были изготовлены  $p-n$ -гетероструктуры на основе различных твердых растворов:  $n\text{-Si}-p(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{GaAs})_y$  ( $0 \leq x \leq 0.91$ ,  $0 \leq y \leq 0.94$ ),  $p\text{-Si}-n(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$  ( $0 \leq x \leq 0.01$ ),  $n\text{-GaAs}-p(\text{InSb})_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$  ( $0 \leq x \leq 0.05$ ), а также  $n\text{-CdS}-p\text{-CdTe}$ .

Гетероструктуры  $n\text{-Si}-p(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{GaAs})_y$  были изготовлены путем выращивания на подложках  $n\text{-Si}$  с удельным сопротивлением  $0.5 \Omega \cdot \text{cm}$  и толщиной  $\sim 400 \mu\text{m}$  твердого раствора  $p(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{GaAs})_y$  ( $0 \leq x \leq 0.91$ ,  $0 \leq y \leq 0.94$ ) методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава  $\text{Pb-Si-Ge-GaAs}$  в атмосфере очищенного палладием водорода. Температура начала кристаллизации эпитаксиального слоя составляла  $850^\circ\text{C}$ , скорость охлаждения раствора-расплава —  $1^\circ\text{C}/\text{min}$ , толщина раствора-расплава (зазор между горизонтально расположенными подложками) —  $1-1.5 \text{ mm}$ . Выращенные слои имели толщину  $\sim 25 \mu\text{m}$ , удельное сопротивление



**Рис. 4.** Темновая вольт-амперная характеристика гетероструктуры  $n\text{-Si}-p(\text{Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{GaAs})_y$  ( $0 \leq x \leq 0.91$ ,  $0 \leq y \leq 0.94$ ) (a) и ее прямая ветвь в полулогарифмическом масштабе (b) при комнатной температуре.



**Рис. 5.** Темновая вольт-амперная характеристика гетероструктуры  $p\text{-Si-n}-(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$  ( $0 \leq x \leq 0.01$ ) (a) и ее прямая ветвь в полулогарифмическом масштабе (b) при комнатной температуре.

$\sim 0.5 \Omega \cdot \text{cm}$ , дырочный тип проводимости. Токосъемные контакты изготавливались напылением в вакууме ( $\sim 10^{-5}$  Torr) серебра, сплошные — с тыльной стороны, четырехугольные с площадью  $\sim 12 \text{ mm}^2$  — со стороны эпитаксиального слоя. Базовым материалом для гетероструктуры служили эпитаксиальные пленки  $p\text{-(Si}_2)_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{GaAs})_y$ .

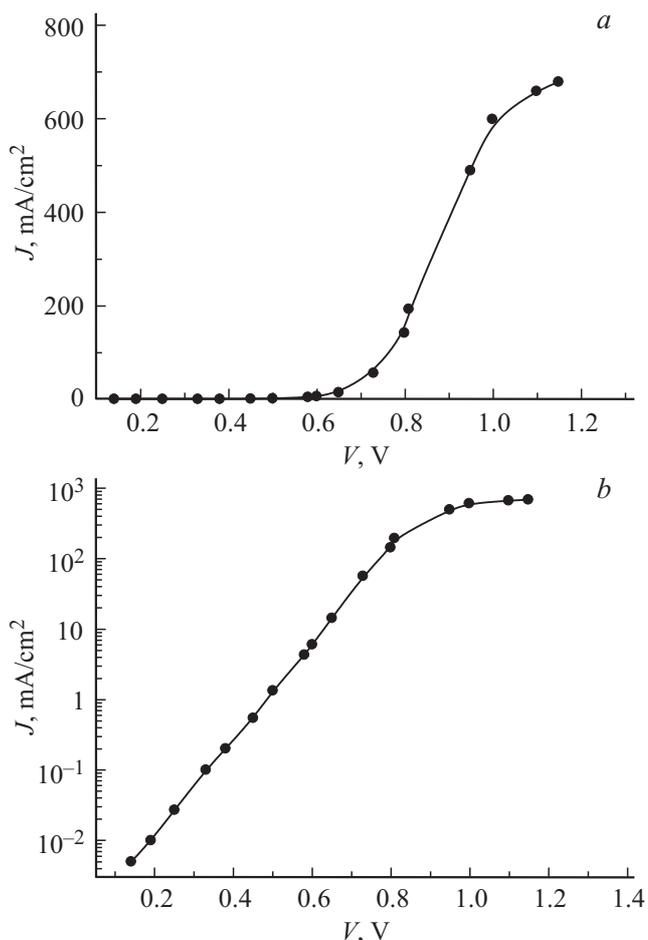
Вольт-амперная характеристика гетероструктуры, представленная на рис. 4, регистрировалась в прямом и обратном направлениях в широких пределах изменения тока и напряжения. Исследование проводилось в темноте при комнатной температуре.

Гетероструктуры  $p\text{-Si-n}-(\text{Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$  были изготовлены путем выращивания на подложках  $p\text{-Si}$  с удельным сопротивлением  $10 \Omega \cdot \text{cm}$  и толщиной  $\sim 350 \mu\text{m}$  твердого раствора  $n\text{-(Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$  ( $0 \leq x \leq 0.01$ ) методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава  $\text{Sn-Si-CdS}$  в атмосфере очищенного палладием водорода. Температура начала кристаллизации эпитаксиального слоя составляла  $1150^\circ\text{C}$ , скорость охлаждения раствора-расплава —  $1^\circ\text{C}/\text{min}$ , толщина раствора-расплава —  $1 \text{ mm}$ . Выраженные

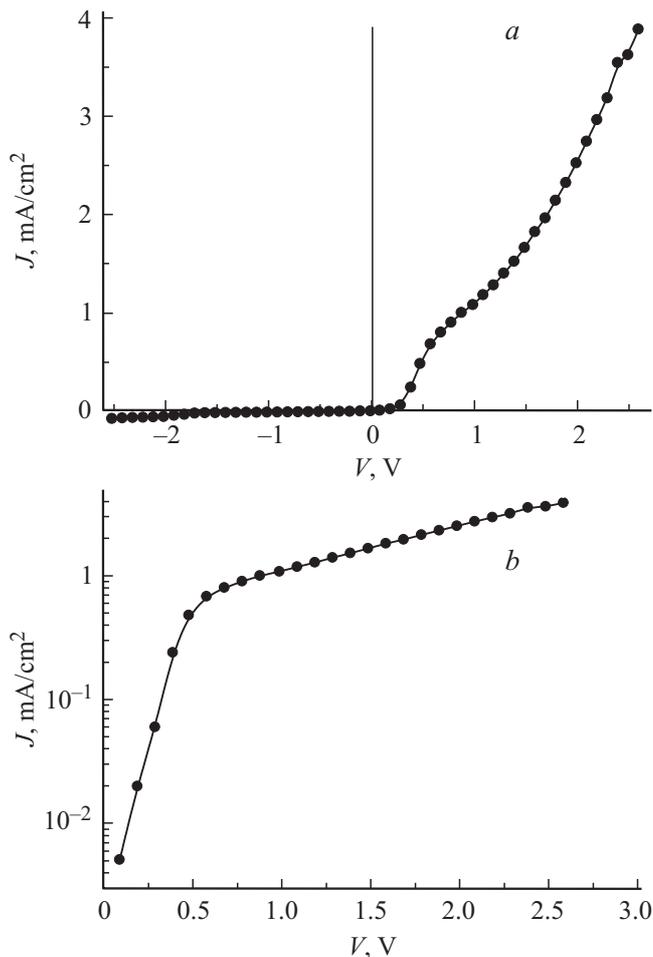
слои имели толщину  $\sim 25 \mu\text{m}$ , удельное сопротивление  $\sim 0.016 \Omega \cdot \text{cm}$ , электронный тип проводимости. Токосъемные контакты изготавливались напылением в вакууме ( $\sim 10^{-5}$  Torr) серебра, сплошные — с тыльной стороны, четырехугольные с площадью  $\sim 10 \text{ mm}^2$  — со стороны эпитаксиального слоя. Базовым материалом для гетероструктуры служили эпитаксиальные пленки  $n\text{-(Si}_2)_{1-x}(\text{CdS})_x$ .

Вольт-амперная характеристика гетероструктуры, показанная на рис. 5, регистрировалась в прямом и обратном направлениях в широких пределах изменения тока и напряжения. Исследование проводилось в темноте при комнатной температуре.

Гетероструктуры  $n\text{-GaAs-p}-(\text{InSb})_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$  были изготовлены путем выращивания на подложках  $n\text{-GaAs}$  с концентрацией свободных носителей  $(4-7) \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  и кристаллографической ориентацией (100) твердого раствора  $p\text{-(InSb)}_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$  ( $0 \leq x \leq 0.05$ ) методом жидкофазной эпитаксии из ограниченного объема раствора-расплава  $\text{In-InSb}$  в атмосфере очищенного палладием водорода. Температура начала кристаллизации эпитаксиального слоя составляла  $325^\circ\text{C}$ , скорость охлаждения



**Рис. 6.** Темновая вольт-амперная характеристика гетероструктуры  $n\text{-GaAs-p}-(\text{InSb})_{1-x}(\text{Sn}_2)_x$  ( $0 \leq x \leq 0.05$ ) (a) и ее прямая ветвь в полулогарифмическом масштабе (b) при комнатной температуре.



**Рис. 7.** Темновая вольт-амперная характеристика гетероструктуры  $n$ -CdS- $p$ -CdTe (a) и ее прямая ветвь в полулогарифмическом масштабе (b).

ния раствора-расплава —  $1^\circ\text{C}/\text{min}$ , толщина раствора-расплава — 1 mm. Выращенные слои имели толщину  $\sim 12\ \mu\text{m}$ , дырочный тип проводимости. Токосъемные контакты изготавливались путем сплавления капелек индия в структуру. Базовым материалом для гетероструктуры служили эпитаксиальные пленки  $p$ -(InSb)<sub>1-x</sub>(Sn<sub>2</sub>)<sub>x</sub>.

Вольт-амперная характеристика гетероструктуры, представленная на рис. 6, регистрировалась в прямом направлении в широких пределах изменения тока и напряжения. Исследование проводилось в темноте при комнатной температуре.

Гетеропереходы  $n$ -CdS- $p$ -CdTe были изготовлены по технологии, описанной в [13]. На молибденовых подложках методом сублимации в потоке водорода выращивались крупноблочные пленки  $p$ -CdTe с удельным сопротивлением  $\sim 10^2$ – $10^3\ \Omega \cdot \text{cm}$  и толщиной  $\sim 70\ \mu\text{m}$ . Пленки состоят из блоков микрокристаллов со столбчатой структурой зерен, ориентированных по направлению роста и разориентированных по азимуту. Размеры зерен находятся в пределах от 100 до  $150\ \mu\text{m}$ . На поверхность пленок  $p$ -CdTe в квазизамкнутом объеме в вакууме  $10^{-5}$  Торр термическим испарением наносился слой

$n$ -CdS. Температура источника поддерживалась равной  $910^\circ\text{C}$ , а температура подложки — равной  $180^\circ\text{C}$ . Верхний токосъемный контакт (со стороны слоя  $n$ -CdS) был изготовлен напылением индия в вакууме ( $\sim 10^{-5}$  Torr) в П-образной конфигурации. Тыльным контактом для гетероструктуры служил молибден.

Вольт-амперная характеристика гетероструктуры, приведенная на рис. 7, регистрировалась в прямом и обратном направлениях в широких пределах изменения тока и напряжения. Исследование проводилось в темноте при комнатной температуре.

#### 4. Экспериментальные результаты и обсуждение

Из анализа прямых ветвей вольт-амперных характеристик исследованных гетероструктур (рис. 4, b, 5, b, 6, b, 7, b) следует, что их начальный участок ( $V < 0.4$  V для гетероструктур  $n$ -Si- $p$ -(Si<sub>2</sub>)<sub>1-x-y</sub>(Ge<sub>2</sub>)<sub>x</sub>(GaAs)<sub>y</sub>;  $V < 0.2$  V для  $p$ -Si- $n$ -(Si<sub>2</sub>)<sub>1-x</sub>(CdS)<sub>x</sub>;  $V < 0.8$  V для  $n$ -GaAs- $p$ -(InSb)<sub>1-x</sub>(Sn<sub>2</sub>)<sub>x</sub>;  $V < 0.4$  V для  $n$ -CdS- $p$ -CdTe) хорошо аппроксимируется экспоненциальной зависимостью вида [14]

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV}{ckT}\right), \quad (9)$$

где  $q$  — элементарный заряд,  $V$  — приложенное к структуре электрическое напряжение,  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура. Зависимость (9) характерна для  $p$ - $n$ -диода с модулированным сопротивлением высокоомной „длинной“ ( $d/L_n > 1$ ) базы. Электронные процессы, обусловленные модуляцией заряда при прохождении тока через структуру, в основном определяют переходным высокоомным слоем, расположенным между подложкой и эпитаксиальной пленкой и твердыми растворами. Значения показателя  $c$  в экспоненте, вычисленные из начального участка прямой ветви вольт-амперной характеристики (9), для различных структур приведены в таблице.

Предэкспоненциальный множитель  $I_0$  в зависимости (9) описывается выражением [14]

$$I_0 = \frac{kT}{q} \frac{Sb \operatorname{ch}(d/L_n)}{2(b+1)L_n \rho \operatorname{tg}(d/2L_n)}, \quad (10)$$

где  $S$  — площадь образца,  $\rho$  — удельное сопротивление. По соотношению (10) было найдено значение удельного сопротивления базы исследованных структур, которые также приведены в таблице. Как видно из таблицы, в базовой области исследованных структур между подложкой и низкоомной эпитаксиальной пленкой образуется высокоомный слой из соответствующих твердых растворов.

Из рис. 4, b, 5, b, 6, b, 7, b, на которых представлены прямые ветви вольт-амперных характеристик в полулогарифмическом масштабе, видно, что вслед за экспоненциальной зависимостью на всех

Значения показателя экспоненты  $c$  в формуле (9) и удельного сопротивления высокоомной базы исследуемых структур

Параметр	$n\text{-Si-}p\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x-y}\text{(Ge}_2\text{)}_x\text{(GaAs)}_y$	$p\text{-Si-}n\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(CdS)}_x$	$n\text{-GaAs-}p\text{-(InSb)}_{1-x}\text{(Sn}_2\text{)}_x$	$n\text{-CdS-}p\text{-CdTe}$
$c$	4.5	2.8	2.5	3.2
$\rho, \Omega \cdot \text{cm}$	$3.7 \cdot 10^9$	$6.7 \cdot 10^7$	17	$8.9 \cdot 10^7$

вольт-амперных характеристиках появляется протяженный сублинейный участок, где ток слабо меняется с ростом приложенного напряжения ( $V > 2\text{ V}$  для гетероструктур  $n\text{-Si-}p\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x-y}\text{(Ge}_2\text{)}_x\text{(GaAs)}_y$ ;  $V > 2.5\text{ V}$  для  $p\text{-Si-}n\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(CdS)}_x$ ;  $V > 1\text{ V}$  для  $n\text{-GaAs-}p\text{-(InSb)}_{1-x}\text{(Sn)}_x$  и  $n\text{-CdS-}p\text{-CdTe}$ ). Этот участок вольт-амперных характеристик может быть хорошо описан в рамках изложенной выше теории — эффекта инжекционного обеднения (7).

Используя выражение (7), можно определить значение параметра  $a$  непосредственно из экспериментальной вольт-амперной характеристики

$$a = \frac{\ln(V_2/V_1)}{(J_2 - J_1)d}, \quad (11)$$

где  $J_1, J_2$  — значения плотности тока при напряжениях  $V_1, V_2$  в соседних точках сублинейного участка вольт-амперной характеристики.

Поскольку коэффициент диффузии носителей заряда зависит только от температуры и подвижности основных носителей, определив параметр  $a$  по соотношению (5), можно найти произведение подвижности основных носителей и концентрации глубоких примесей:  $\mu N_t$ .

В гетероструктуре  $n\text{-CdS-}p\text{-CdTe}$  между слоями  $n\text{-CdS}$  и  $p\text{-CdTe}$  образуется высокоомный переходный слой с удельным сопротивлением  $8.9 \cdot 10^7 \Omega \cdot \text{cm}$  (см. таблицу) из твердого раствора  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$  [13,15–17], и он в основном определяет электронные процессы в структуре в целом, в том числе и механизм переноса тока. Параметр  $a$  сублинейного участка вольт-амперной характеристики гетероструктуры  $n\text{-CdS-}p\text{-CdTe}$  (рис. 7, б) имел значение  $a \approx 1.6 \cdot 10^6 \text{ cm/A}$ , а концентрация глубоких центров  $N_t \approx 1.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . В твердом растворе  $\text{CdTe}_{1-x}\text{S}_x$  глубокие уровни образуются неконтролируемыми примесями Cu, Ag, Au, которые имеют энергии ионизации  $E_i \approx 0.3\text{--}0.4\text{ eV}$ , а также двухзарядной вакансией кадмия ( $V_{\text{Cd}}^{-2}$ ) с энергией ионизации  $E_i \approx 0.6\text{ eV}$  [18]. Как было показано в [11], исследование сублинейного участка вольт-амперной характеристики таких структур позволило определить, что в интервале 293–430 К с ростом температуры значение произведения  $\mu_n N_t$  увеличивается на два порядка. Учитывая, что материалам типа  $A^{\text{II}}B^{\text{VI}}$  свойственно присутствие большого количества дефект-примесных комплексов, в частности комплексов типа „примесь + вакансия“ [19], можно предположить, что при нагревании идет высвобождение новых вакансий, которые и ответственны за наблюдаемый эффект.

Значение параметра  $a$ , определенное на основе экспериментальных данных рис. 5, б, для гетероструктуры  $p\text{-Si-}n\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(CdS)}_x$  ( $0 \leq x \leq 0.01$ )

составляло  $a \approx 4.4 \cdot 10^4 \text{ cm/A}$ , тогда соответственно  $\mu_n N_t \approx 2.74 \cdot 10^{15} \text{ V}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Подвижность основных носителей (электронов твердого раствора  $n\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x}\text{(CdS)}_x$ ), определенная по методу Холла, составляла  $\mu_n \approx 300 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ; следовательно, концентрация глубоких примесей, приводящих к появлению эффекта инжекционного обеднения, составляет  $N_t \approx 9.13 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ . В [20] исследовались дифрактограммы твердого раствора  $\text{Si}_{1-x}\text{Sn}_x$ , выращенного из оловянного раствора-расплава. Было установлено, что олово может не только замещать узелные атомы кремния, но также сегрегируется в местах между блоками из кремниевых атомов, на межфазовых границах, а также может оказаться и в междоузлиях. Эти факты позволяют предположить, что в твердом растворе  $(\text{Si}_2)_{1-x}\text{(CdS)}_x$  олово не всегда будет вести себя как нейтральный атом замещения. Возможно, находясь на межфазовых границах, оно будет вести себя как обычная глубокая примесь и будет ответственно за наблюдаемую сублинейную вольт-амперную характеристику.

Значение параметра  $a$ , определенное по формуле (11) на основе экспериментальных данных рис. 4, б, для гетероструктуры  $n\text{-Si-}p\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x-y}\text{(Ge}_2\text{)}_x\text{(GaAs)}_y$  ( $0 \leq x \leq 0.91, 0 \leq y \leq 0.94$ ) составляло  $a \approx 3.2 \cdot 10^3 \text{ cm/A}$ , тогда по соотношению (5) получаем  $\mu_p N_t \approx 3.77 \cdot 10^{16} \text{ V}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Подвижность основных носителей (дырок твердого раствора  $p\text{-(Si}_2\text{)}_{1-x-y}\text{(Ge}_2\text{)}_x\text{(GaAs)}_y$ ), определенная по методу Холла, составляла  $\mu_p \approx 55 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ . Зная значение  $\mu_p$ , можем найти концентрацию примесей, имеющих глубокие энергетические уровни, ответственные за появление эффекта инжекционного обеднения в исследованной структуре. При комнатной температуре она имела значение  $N_t \approx 6.85 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Поскольку эта структура была изготовлена на основе твердого раствора, выращенного из свинцового раствора-расплава, можно предположить, что свинец подобно олову в твердом растворе  $(\text{Si}_2)_{1-x}\text{(CdS)}_x$  ответствен за появление этих примесей.

Параметр  $a$  для гетероструктуры  $n\text{-GaAs-}p\text{-(InSb)}_{1-x}\text{(Sn}_2\text{)}_x$  ( $0 \leq x \leq 0.05$ ) (рис. 6, б) имел значение  $a \approx 1.27 \cdot 10^3 \text{ cm/A}$ . Произведение подвижности основных носителей (дырок твердого раствора  $p\text{-(InSb)}_{1-x}\text{(Sn}_2\text{)}_x$ ) и концентрации глубоких примесей имеет значение  $\mu_p N_t \approx 9.57 \cdot 10^{16} \text{ V}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Принимая во внимание высокое значение подвижности дырок в  $\text{InSb}$  ( $\mu_p \approx 750 \text{ cm}^2/(\text{V} \cdot \text{s})$ ), можно оценить примерную величину концентрации  $N_t \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . Возможно, за появление этих примесей также ответственны междоузельные атомы олова, как в случае твердого раствора  $(\text{Si}_2)_{1-x}\text{(CdS)}_x$ .

## 5. Заключение

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать вывод что для всех этих гетероструктур, несмотря на значительные различия исходных материалов, типа проводимости и технологий их получения, характерно наблюдение эффекта инжекционного обеднения в значительном интервале напряжений. Для понимания природы глубоких примесей, ответственных за наблюдаемый эффект, необходимы дальнейшие исследования. В частности, поскольку известно сильное влияние различных внешних воздействий (температура, фотовозбуждение, магнитное поле и др.) на этот эффект [12], такие исследования несомненно помогут понять природу этих примесей.

## Список литературы

- [1] A.Yu. Leiderman, P.M. Karageorgy-Alkalaev. *Solid State Commun.* **27**, 339 (1976).
- [2] P.M. Karageorgy-Alkalaev, I.Z. Karimova, P.I. Knigin, A.Yu. Leiderman. *Phys. Status Solidi A* **34**, 1, 391 (1976).
- [3] А.А. Абакумов, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, И.Е. Каримова, П.И. Книгин, А.Ю. Лейдерман. *ФТП* **10**, 3, 486 (1976).
- [4] М.Е. Gilenko, P.M. Karageorgy-Alkalaev, A.Yu. Leiderman. *Phys. Status Solidi A* **78**, 1, K165 (1981).
- [5] В.В. Морозкин. *ДАН УзССР* **4**, 40 (1976).
- [6] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Б. Сапаев, С.Ж. Каражанов, Д.В. Сапаров. *ФТП* **30**, 6, 1036 (1996).
- [7] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.Т. Холиков. *ДАН РУз* **5**, 23 (2008).
- [8] А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Ш.Н. Усмонов, К.Т. Холиков. *ФТП* **43**, 4, 436 (2009).
- [9] Ш.Н. Усмонов, А.С. Саидов, А.Ю. Лейдерман, Д. Сапаров, К.Т. Холиков. *ФТП* **43**, 8, 1131 (2009).
- [10] А.С. Саидов, М.С. Саидов, Ш.Н. Усмонов, У.П. Асатова. *ФТП* **44**, 7, 970 (2010).
- [11] Ш.Н. Усмонов, Ш.А. Мирсагатов, А.Ю. Лейдерман. *ФТП* **44**, 3, 330 (2010).
- [12] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Токи двойной инжекции в полупроводниках. Сов. радио, М.* (1978). 320 с.
- [13] Ж. Жанабергенов, Ш.А. Мирсагатов. *Тр. конф. „Фундаментальные и прикладные вопросы физики“.* Ташкент (2003). 363 с.
- [14] В.И. Стафеев. *ЖТФ* **28**, 9, 1631 (1958).
- [15] M.K. Herndon, A. Gupta, V.I. Kaydanov, R.T. Collins. *J. Appl. Phys. Lett.* **75**, 22, 3503 (1999).
- [16] K. Ohata, J. Sarate, T. Tanaka. *Jpn. J. Appl. Phys.* **12**, 1641 (1973).
- [17] S.A. Muzafarova, Sh.A. Mirsagatov. *Ukr. J. Phys.* **51**, 1125 (2006).
- [18] K. Zanio. In: *Semiconductors and semimials.* Academic Press (1978). V. 4.
- [19] *Физика соединений  $A^{II}B^{VI}$*  / Под ред. А.Н. Георгибиани, М.К. Шейкмана. Наука, М. (1986). 320 с.
- [20] А.С. Саидов, Ш.Н. Усмонов, М.У. Каланов, А.Н. Курмантаев, А.Н. Бахтибаев. *ФТТ* **55**, 1, 36 (2013).