

## Получение, структура и свойства эпитаксиальных пленок $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ на основе GaAs

© С.З. Зайнабидинов\*, А.С. Саидов+, А.Ю. Лейдерман+, М.У. Каланов\*, Ш.Н. Усмонов+, В.М. Рустамова\*, А.Й. Бобоев\*

\* Андижанской государственной университет им. З.М. Бабура,  
170100 Андижан, Узбекистан

+ Физико-технический институт им. С.В. Стародубцева Академии наук Республики Узбекистан  
100084 Ташкент, Узбекистан

• Институт ядерной физика Академии наук Республики Узбекистан,  
100214 Ташкент, Узбекистан

E-mail: prof\_sirojiddin@mail.ru

(Получена 31 марта 2015 г. Принята к печати 20 апреля 2015 г.)

Показана возможность выращивания твердого раствора  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  на подложках GaAs методом жидкофазной эпитаксии из оловянного раствора-расплава. Рентгенодифракционное исследование показало, что полученная пленка является монокристаллической с ориентацией (100) и имеет сфалеритную структуру. Параметр кристаллической решетки пленки составлял  $a_f = 0.56697$  нм. Особенности спектральной зависимости фоточувствительности обусловлены образованием различных комплексов заряженных компонентов. Установлено, что вольт-амперная характеристика таких структур при малых напряжениях (до 0.4 В) описывается экспоненциальной зависимостью  $I = I_0 \exp(qV/ckT)$ , а при больших ( $V > 0.5$  В) — степенной зависимостью типа  $J \sim V^\alpha$ , где показатель степени  $\alpha$  меняется с ростом напряжения. Результаты объясняются в рамках теории дрейфового механизма переноса тока, учитывающей возможность обмена свободными носителями внутри рекомбинационного комплекса.

### 1. Введение

Известно, что в настоящее время полупроводниковые гетероструктуры широко применяются для создания приемников и преобразователей оптического излучения — они являются неотъемлемой составляющей таких важных оптоэлектронных приборов как гетеролазеры. Это привело к интенсивному развитию физики и технологии полупроводниковых двух- и многослойных гетероструктур. В настоящее время для получения полупроводниковых гетероструктур в основном применяются 3 метода: жидкофазная эпитаксия (ЖФЭ), химическое осаждение из газовой фазы (ХОГФ) и молекулярно-пучковая эпитаксия (МПЭ). В наиболее широко используемом методе ЖФЭ осаждение эпитаксиального слоя происходит из раствора-расплава, который находится в контакте с поверхностью подложки для получения пленок  $A^{III}B^V$ . В качестве растворителя чаще всего используются элементы III группы таблицы Менделеева. Метод ХОГФ применяется в основном для выращивания эпитаксиальных гетероструктур на основе полупроводников  $A^{III}B^V$ . В методе МПЭ эпитаксиальные слои выращиваются осаждением на подложку атомов или молекул, потоки которых формируются в сверхвысоком вакууме. Во всех методах необходимым условием получения качественных гетероструктур является совместимость параметров решетки подложки и пленки, а также коэффициентов термического линейного расширения материалов [1,2]. Физические свойства гетероструктур и характеристики приборов на их основе зависят в основном от внутренних напряжений и дефектов в эпитаксиальных

слоях. Таким образом, определение оптимальных технологических условий, структурных параметров и физических свойств конкретных гетероструктур является важным как с физической, так и с технологической точек зрения. В связи с этим в настоящей работе приводятся результаты проводимых в последние годы исследований условий выращивания, структуры и электрофизических характеристик полупроводникового твердого раствора  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ .

### 2. Методика выращивания эпитаксиальных слоев $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ на подложке из монокристалла GaAs

Исследуемые эпитаксиальные слои выращивались методом жидкофазной эпитаксии по технологии, описанной в работе [3]. Подложками служили GaAs шайбы диаметром 20 мм и толщиной  $\sim 350$  мкм, вырезанные из монокристаллического GaAs  $n$ -типа проводимости с ориентацией (100) и легированные оловом в концентрациях  $(3-5) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , с удельными сопротивлениями  $\rho = 250 \text{ Ом} \cdot \text{см}$  соответственно. Состав раствора-расплава был получен на основе предварительных исследований системы GaAs–ZnSe–Sn–Ge и литературных данных [4,5]. Рост слоев осуществлялся из оловянного раствора-расплава принудительным охлаждением в атмосфере очищенного палладием водорода. Скорость принудительного охлаждения в оптимальном режиме со-

ставляла 1–1.5 град/мин. Кристаллизация слоев твердых растворов  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  осуществлялась в интервале температур 730–640°C и со скоростью роста  $\vartheta = 0.15$  мкм/мин. В начальный момент роста из раствора-расплава происходит кристаллизация GaAs, поскольку при выбранной температуре эпитаксии раствор является насыщенным по отношению к GaAs. При более низких температурах создаются условия для выращивания твердого раствора  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ , так как при этих температурах раствор-расплав становится пересыщенным элементами Ge и ZnSe. Выращенные эпитаксиальные слои имели *p*-тип проводимости, а толщина слоев составляла  $d \approx 10$  мкм.

Известно, что величина ковалентных радиусов элементов играет существенную роль в выращивании эпитаксиальных пленок сложного состава. В данном случае суммы ковалентных радиусов атомов молекул GaAs, Ge<sub>2</sub> и ZnSe имеют близкие значения:

$$\Delta r_1 = |(r_{\text{Ga}} + r_{\text{As}}) - (r_{\text{Ge}} + r_{\text{Ge}})| = |2.41 \text{ \AA} - 2.41 \text{ \AA}| = 0,$$

$$\begin{aligned} \Delta r_2 &= |(r_{\text{Ga}} + r_{\text{As}}) - (r_{\text{Zn}} + r_{\text{Se}})| = |2.41 \text{ \AA} - 2.42 \text{ \AA}| \\ &= 0.01 \text{ \AA} < 0.1(r_{\text{Ga}} + r_{\text{As}}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta r_3 &= |(r_{\text{Ge}} + r_{\text{Ge}}) - (r_{\text{Zn}} + r_{\text{Se}})| = |2.41 \text{ \AA} - 2.42 \text{ \AA}| \\ &= 0.01 \text{ \AA} < 0.1(r_{\text{Ga}} + r_{\text{As}}), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $r_{\text{Ga}} = 1.22 \text{ \AA}$ ,  $r_{\text{As}} = 1.19 \text{ \AA}$ ,  $r_{\text{Ge}} = 1.205 \text{ \AA}$ ,  $r_{\text{Zn}} = 1.22 \text{ \AA}$  и  $r_{\text{Se}} = 1.20 \text{ \AA}$  — ковалентные радиусы атомов галлия, мышьяка, германия, цинка и селена по данным [6]. Из (1) видно, что различие величин сумм ковалентных радиусов атомов молекул GaAs, Ge<sub>2</sub> и ZnSe незначительны, не приводят к существенной деформации кристаллической решетки и они удовлетворяют условиям образования непрерывного твердого раствора замещения [7]. Кроме того, сумма валентности атомов молекул компонентов равны между собой, что важно для выполнения также и условий электронейтральности:

$$\begin{aligned} \Delta z_1 &= (z_{\text{Ga}} + z_{\text{As}}) - (z_{\text{Ge}} + z_{\text{Ge}}) = 0, \\ \Delta z_2 &= (z_{\text{Ga}} + z_{\text{As}}) - (z_{\text{Zn}} + z_{\text{Se}}) = 0, \\ \Delta z_3 &= (z_{\text{Ge}} + z_{\text{Ge}}) - (z_{\text{Zn}} + z_{\text{Se}}) = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $z_{\text{Ga}} = +3$ ,  $z_{\text{As}} = +5$ ,  $z_{\text{Ge}} = +4$ ,  $z_{\text{Zn}} = +2$  и  $z_{\text{Se}} = +6$  — валентности атомов галлия, мышьяка, германия, цинка и селена соответственно. Таким образом, в наших экспериментах выполняются два важных условия образования непрерывного твердого раствора замещения [7].

### 3. Структурные характеристики и фотоэлектрические свойства гетероструктур *n*-GaAs–*p*-(GaAs)<sub>1-x-y</sub>(Ge<sub>2</sub>)<sub>x</sub>(ZnSe)<sub>y</sub>

Структурные исследования полученных структур со стороны подложки и пленки были выполнены при

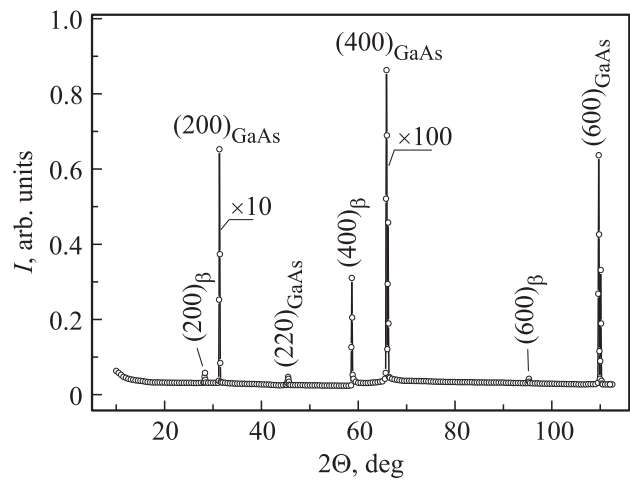


Рис. 1. Рентгенограмма подложки GaAs.

300 К на рентгеновском дифрактометре ДРОН-3М (CuK<sub>α</sub>-излучение,  $\lambda = 0.15418$  нм) по схеме  $\theta - 2\theta$  в режиме пошагового сканирования. На рис. 1 представлена рентгенограмма подложки GaAs. Видно, что в дифракционной картине присутствуют несколько селективных структурных рефлексов с различной по величине интенсивностью. Анализ показал, что поверхность подложки соответствует кристаллографической плоскости (100). Об этом свидетельствует присутствие на рентгенограмме серии селективных рефлексов типа  $\{H00\}$  (где  $H = 1, 2, 3, \dots$ ) с большой интенсивностью; структурные линии  $(200)_{\text{GaAs}}$  с  $d/n = 0.2814$ ,  $(400)_{\text{GaAs}}$  с  $d/n = 0.1412$  и  $(600)_{\text{GaAs}}$  с  $d/n = 0.09422$  нм. Их  $\beta$ -составляющие видны при углах рассеяния  $2\theta = 28.2^\circ$ ,  $2\theta = 58.8^\circ$  и  $2\theta = 95.2^\circ$  соответственно. В дифракционном спектре в средних углах рассеяния еще наблюдается структурный рефлекс  $(220)_{\text{GaAs}}$  с  $d/n = 0.1998$  нм при  $2\theta = 45.4^\circ$  с слабой интенсивностью. Большая интенсивность ( $2 \cdot 10^5$  имп · с<sup>-1</sup>) основного рефлекса  $(400)_{\text{GaAs}}$ , сравнительно узкая ширина (FWHM = 0.0039 рад) и ровный минимальный уровень неупругого фона свидетельствуют о высокой степени совершенства кристаллической решетки подложки. Экспериментально определенная величина параметра решетки подложки  $a_{\text{GaAs}} = 0.56532$  нм, что очень близко к ее табличному значению  $a_{\text{GaAs}} = 0.5646$  нм [8].

На рис. 2 представлена рентгенограмма эпитаксиальной пленки твердого раствора  $(\text{Ge}_2)_{1-x-y}(\text{GaAs})_x(\text{ZnSe})_y$ . Она существенно отличается от рентгенограммы подложки и в ней наблюдаются увеличение интенсивности основного рефлекса (400) на 4.5%; интенсивности рефлексов (200) и (600) увеличены в 1.7 и 1.4 раза соответственно и интенсивность рефлекса (220) увеличена незначительно. Одновременно наблюдается появление новых структурных линий с  $d/n = 0.1268$  нм ( $2\theta = 74.9^\circ$ ), с  $d/n = 0.1263$  нм ( $2\theta = 75.2^\circ$ ) и с  $d/n = 0.1001$  нм ( $2\theta = 100.8^\circ$ ); нерегулярный характер уровня неупругого фона в областях

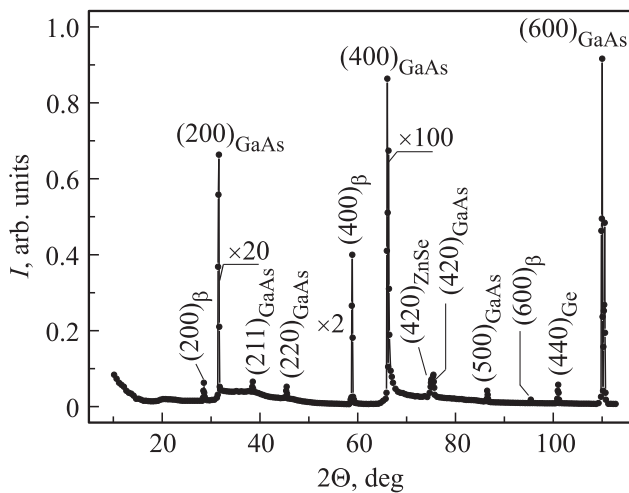


Рис. 2. Рентгенограмма эпитаксиальной пленки  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ .

малых и средних углов рассеяния. Сравнительно узкая ширина ( $\text{FWHM} = 4.36 \cdot 10^{-3}$  рад) и большая интенсивность ( $2 \cdot 10^5$  имп  $\cdot \text{с}^{-1}$ ) основного рефлекса (400), а также присутствие на рентгенограмме других четных порядков отражения свидетельствуют о высокой степени совершенства кристаллической решетки пленки, это означает что выращенная пленка имеет сфалеритную структуру (структура типа ZnS) и является монокристаллической с ориентацией (100). Размер субкристаллитов (блоков) пленки, оцененный по ширине данного пика, составляет около 52 нм.

Заметное расщепление этого рефлекса на  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  по компонентам излучения, но менее чем их расчетные значения ( $I(\alpha_1) = 2I(\alpha_2)$ ), указывает на наличие незначительных упругих микронапряжений в решетке пленки. Микроскажения решетки и несколько большее значение интенсивности рефлексов  $\{H00\}$  (где  $H = 2, 4, 6$ ), чем интенсивности этих же линий подложки, свидетельствуют о частичном замещении некоторых молекул GaAs на молекулы Zn, Se и Ge в ее дефектоспособных областях, то есть на границах и приграничных областях раздела блоков. Это подтверждается тем, что значения параметров решетки пленки, определенные по трем рефлексам — (200), (400) и (600) с помощью экстраполяционной функции Нельсона–Рейли  $\xi = (1/2) \times [(\cos^2 \theta / \theta + (\cos^2 \theta / \sin \theta))] - a_f = 5.6568 \text{ \AA}$  несколько больше, чем параметр решетки подложки —  $a_s = 5.6532 \text{ \AA}$ . Дополнительным подтверждением этого служит присутствие на рентгенограмме слабых запрещенных отражений (211) с  $d/n = 0.2305 \text{ нм}$  ( $2\theta = 38.5^\circ$ ) и (500) с  $d/n = 0.1128 \text{ нм}$  ( $2\theta = 86.1^\circ$ ) для сфалеритных структур, интенсивности которых относятся к интенсивностям основного пика (400) как  $I(211)/I(400) = 4.73 \cdot 10^{-4}$  и  $I(500)/I(400) = 2.74 \cdot 10^{-4}$  соответственно [9]. Однако уровень неупругого фона в окрестностях структурных рефлексов (200) и (400) на

22% выше, чем уровень фона в аналогичных угловых диапазонах подложки. Это свидетельствует о локальном характере сосредоточения упругой энергии в решетке пленки и наличие микроскажений в значительно меньших величинах (возможно, они являются следствием близости ионных радиусов элементов пленки:  $r_{\text{Zn}} = 0.074 \text{ нм}$ ,  $r_{\text{Se}} = 0.050 \text{ нм}$ ,  $r_{\text{As}} = 0.058 \text{ нм}$ ,  $r_{\text{Ga}} = 0.062 \text{ нм}$  и  $r_{\text{Ge}} = 0.053 \text{ нм}$ ) [10].

Видимо, такие малые величины искажений решетки стимулируют формирование нановключений различных фаз для энергетической стабилизации пленки. Исследования форм дифракционных отражений рефлекса (600) показали, что они разрешаются на  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  компоненты излучения для решетки GaAs и ZnSe соответственно (рис. 3). Существование таких искажений кристаллической решетки исследуемых пленок возможно является причиной образования различных нановключений. Подтверждением формирования нановключений в кристаллической решетке является появление в дифракционной картине нескольких новых селективных рефлексов со значительной интенсивностью. Анализ показал, что новые структурные линии с  $d/n = 0.1268 \text{ нм}$  ( $2\theta = 74.9^\circ$ ) и с  $d/n = 0.1263 \text{ нм}$  ( $2\theta = 75.2^\circ$ ) являются дифракционными отражениями от плоскостей (420) кристаллической решетки нанокристаллов ZnSe и GaAs с размерами  $\sim 59$  и  $\sim 48 \text{ нм}$  соответственно. Структурный максимум (440) с  $d/n = 0.1001 \text{ нм}$  ( $2\theta = 100.8^\circ$ ) принадлежит кристаллической решетке нанокристаллов Ge с размером  $\sim 44 \text{ нм}$ . Экспериментально определенные значения параметров решеток селенида цинка и арсенида галлия составляли  $a_{\text{ZnSe}} = 5.6697 \text{ \AA}$  и  $a_{\text{GaAs}} = 5.6697 \text{ \AA}$ , что близко к их табличным значениям  $a_{\text{ZnSe}} = 5.661 \text{ \AA}$  и  $a_{\text{GaAs}} = 5.646 \text{ \AA}$  соответственно [9]. Постоянная решетки нанокристаллов Ge, определенная из рентгенограммы, составила  $a_{\text{Ge}} = 5.6625 \text{ \AA}$ , что также близко к ее табличному значению  $a_{\text{Ge}} = 5.6576 \text{ \AA}$  [9]. Таким образом, исследования показали, что полученные

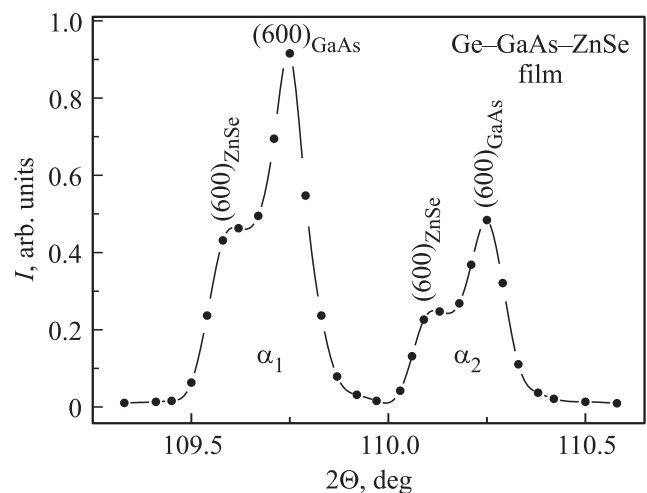


Рис. 3. Форма рефлекса (600) пленки  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ .

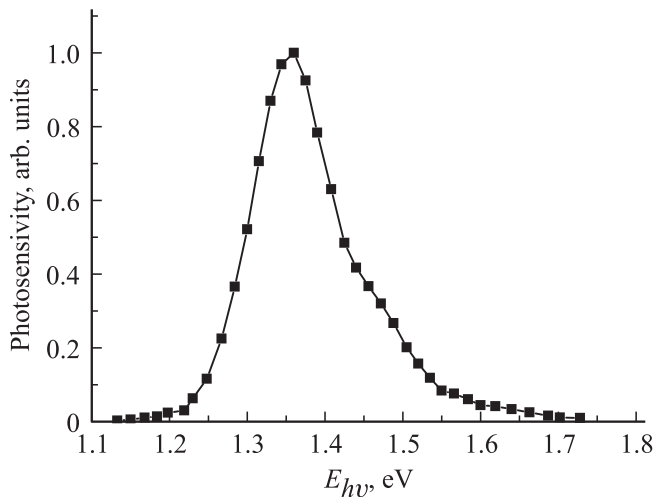


Рис. 4. Спектральная фоточувствительность структуры  $n\text{-GaAs-p-(GaAs)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  при 300 К.

по выше описанной технологии эпитаксиальные слои твердого раствора  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  на GaAs с толщиной 10 мкм обладают достаточно высокой степенью структурного совершенства, имеют сфалеритную структуру и являются монокристаллическими, с размерами блоков 52 нм и ориентацией, соответствующей ориентации подложки; молекулы ZnSe и Ge частично заменяют молекулы GaAs в дефектоспособных областях матричной решетки на границах и приграничных областях фаз и раздела с последующей сегрегацией ионов Ge и молекул ZnSe и образованием нанокристаллов в этих местах.

Для определения роли компонентов твердых растворов в наблюдаемых процессах нами исследованы спектральные зависимости фоточувствительности изготовленных структур с помощью зеркально-призмного монохроматора с кварцевой оптикой, который позволяет исследовать образцы в диапазоне излучений от 0.35 до 2.5 мкм. На рис. 4 представлена спектральная зависимость фоточувствительности  $p\text{-(GaAs)-}n\text{-(GaAs)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  структур, из которой видно, что фоточувствительность исследованных структур охватывает диапазон энергий фотонов от 1.13 до 1.73 эВ. Фоточувствительность исследованной структуры начинается при энергиях фотонов 1.13 эВ. Это, возможно обусловлено узкозонной компонентой Ge<sub>2</sub> в твердом растворе  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  [11]. Поскольку компоненты Ge<sub>2</sub> и ZnSe замещают атомы Ga и As в тетраэдрической решетке GaAs [7], связь Ga–As ослабляются под влиянием окружающих их атомов Ge. Поскольку энергия связи молекулы Ge–Ge, когда она находится в тетраэдрической решетке, определяется шириной запрещенной зоны Ge ( $E_{\text{Ge}} = 0.67$  эВ) и она меньше, чем ширины запрещенной зоны GaAs ( $E_{\text{GaAs}} = 1.42$  эВ), то энергия ионизации связи Ge–Ge увеличивается, когда она находится в окружении GaAs, а широкозонная

компонента ZnSe слабо влияет на ширину запрещенной зоны GaAs. Максимум спектральной фоточувствительности твердого раствора  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  наблюдается при 1.34 эВ, что меньше, чем запрещенная зона GaAs. Однако рост спектральной чувствительности не резкий, что, возможно, обусловлено толщиной слоя твердых растворов  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ , эффективно поглощающего низкоэнергетические кванты. Спад фоточувствительности при энергиях фотонов больше, чем 1.34 эВ, по нашему мнению, обусловлен глубиной залегания разделяющего барьера  $p$ – $n$ -перехода, которая определяется толщиной эпитаксиального слоя, составляющего  $\sim 10$  мкм. Диффузионная длина неосновных носителей в слое  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  составляет  $\sim 4.8$  мкм, что намного меньше глубины залегания разделяющего барьера, что соответствует нашему предположению.

#### 4. Особенности вольт-амперных характеристик (ВАХ)

##### $n\text{-GaAs-p-(GaAs)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ структур

Для исследований ВАХ на структурах методом вакуумного напыления создавались омические контакты — сплошные с тыльной стороны и четырехугольные, с площадью 9 мм<sup>2</sup> из серебра, со стороны эпитаксиального слоя. Были измерены темновые ВАХ при температурах 300–380 К.

Начальный участок ВАХ от нуля до 0.25 В представляет собой омический участок, т.е. имеет место зависимость  $J \propto V$ . С ростом приложенного напряжения в диапазоне от 0.25 до 0.4 В наблюдается экспоненциальная зависимость (рис. 5). ВАХ независимо от

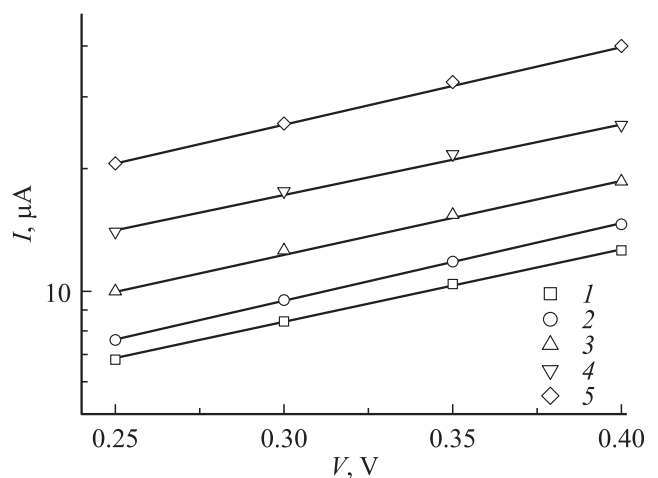


Рис. 5. Темновая вольт-амперная характеристика  $n\text{-GaAs-p-(GaAs)}_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  структур в полулогарифмических масштабах при различных температурах, К: 1 — 300, 2 — 320, 3 — 340, 4 — 360, 5 — 380.

**Таблица 1.** Значения предэкспоненциального множителя  $I_0$ , показателя экспоненты „ $c$ “ в выражении (3) и отношение подвижностей электронов и дырок для гетероструктур  $n\text{-GaAs-p-(GaAs)}_{1-x-y}\text{(Ge}_2\text{)}_x\text{(ZnSe)}_y$  при различных температурах

$T, \text{K}$	300	320	340	360	380
$I_0, (\text{A})$	$2.6 \cdot 10^{-6}$	$3.63 \cdot 10^{-6}$	$4.43 \cdot 10^{-6}$	$6.73 \cdot 10^{-6}$	$5.54 \cdot 10^{-6}$
$c$	9.56	9.65	9.55	9.62	10.55
$b$	3.1	3.05	3.14	3.102	5.38

температуры описывается выражением:

$$I \approx I_0 e^{\frac{qV}{ckT}}. \quad (3)$$

Показатель „ $c$ “ в экспоненте ВАХ определяется из экспериментальных данных как

$$c = \frac{q}{kT} \frac{V_2 - V_1}{\ln \frac{I_2}{I_1}}. \quad (4)$$

Экспоненциальная зависимость тока от напряжения была впервые предсказана Стафеевым [12] и затем уточнена в работе [13] для  $p-i-n$ -структур с показателем „ $c$ “ в экспоненте, который имеет следующий вид:

$$c = \frac{2b + \text{ch}(W/L_n) + 1}{b + 1}, \quad (5)$$

где  $b = \mu_n/\mu_p$  — отношение подвижностей электронов и дырок для твердого раствора  $(\text{GaAs})_{1-x-y}\text{(Ge}_2\text{)}_x\text{(ZnSe)}_y$  равно  $b \approx 3.1$ . Зная  $b$ , можем найти  $W/L_n = 4.16$ , затем можно вычислить диффузионную длину неосновных носителей тока  $L_n = 4.8$  мкм. Это позволяет определить произведение  $\mu_n \tau_n = qL_n/kT$ , которое при комнатной температуре равно  $\sim 8.9 \cdot 10^{-10}$  см<sup>2</sup>/В. Подвижность основных носителей  $\mu_p$ , определенная методом Холла, составила  $\sim 360$  см<sup>2</sup>/В·с. На основе этих данных нами определены значения  $I_0$ ,  $c$  и  $b$  при различных температурах, которые приведена в табл. 1. Как видно из таблицы, при температурах 300–360 К значения  $I_0(\text{A})$  плавно растут, а  $c$  и  $b$  почти не меняются. При 380 К наблюдается заметное увеличение их величины. Это, возможно, связано с непостоянством концентрации центров, влияющих на подвижность носителей тока при 300–360 К. При температуре 380 К возможны образования различных заряженных центров, рассеивающих носители тока и изменяющих их подвижности. Результаты вычислений приведены в табл. 1. Как видно из рис. 6 ВАХ этих структур при напряжениях  $V > 0.5$  В описываются степенной зависимостью типа  $J \propto V^\alpha$ , где  $\alpha$  меняется от 2 до 3 и растет с ростом напряжения. Первый участок  $J \propto V^2$  наблюдается в интервале напряжений от 0.5 до 1.7 В и может быть объяснен в рамках представлений о дрейфовом режиме омической релаксации объемного заряда [14]. С дальнейшим ростом напряжения наблюдается далее резкий рост тока вида  $J \propto V^{2.7}$ . По-видимому,

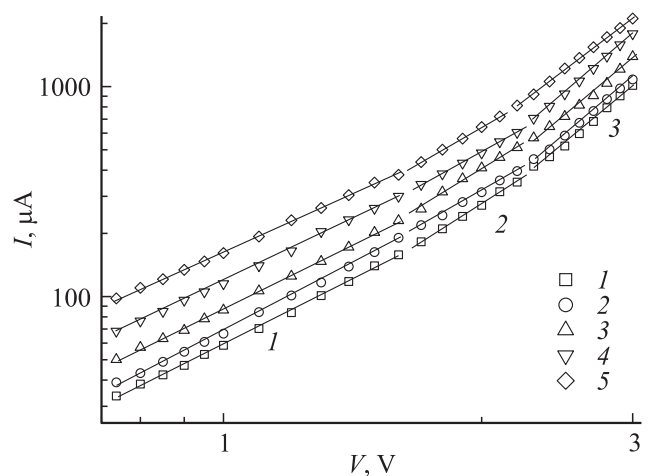
здесь начинают играть роль процессы внутрикомплексного электронного обмена, приводящие к „задержке“ рекомбинационных процессов. Говоря другими словами, скорость рекомбинации свободных носителей не будет теперь подчиняться статистике Шокли-Рида, а примет далее сложный вид [15,16]:

$$u_r = N_r \frac{c_n c_p (pn - n_i^2)}{c_n(n + n_1) + c_p(p + p_1) + \alpha \tau_i pn}, \quad (6)$$

где  $N_r$  — концентрация рекомбинационных центров,  $n, p$  — концентрации электронов и дырок;  $n_i$  — собственная концентрация носителей тока в полупроводнике;  $c_n, c_p$  — сечения коэффициентов захвата электронов и дырок соответственно;  $n_1, p_1$  — равновесные концентрации электронов и дырок, когда уровень Ферми совпадает с уровнем примеси,  $\alpha \tau_i pn$  — член, описывающий внутрикомплексный обмен,  $\tau_i$  — время внутрикомплексного обмена. Этот член в знаменателе (6) растет с повышением уровня возбуждения. При малом уровне возбуждения этот член пренебрежимо мал и скорость рекомбинации описывается статистикой Шокли-Рида. При этом ВАХ в дрейфовом режиме токопереноса имеет обычный квадратичный вид, т.е.  $\alpha_1 = 2$ , соответствующий омической релаксации объемного заряда [14]:

$$V = \sqrt{\frac{8d^2 J}{9q\mu_n \mu_p \tau_p N_D}} = B_0 \sqrt{J}, \quad (7)$$

где  $\mu_p = 360$  см<sup>2</sup>/В·с,  $\tau_p = 2.5 \cdot 10^{-7}$  — подвижность и время жизни дырок,  $\mu_n = 1113$  см<sup>2</sup>/В·с — подвижность электронов,  $J$  — плотность тока,  $d = 10$  мкм — толщина базы,  $N_D = 1.4 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> — концентрация мелких донорных примесных центров. По наклону зависимости  $J \propto V^2$  мы определяли значение  $B_0$ , которое составило  $B_0 = 59.23$  В·см·А<sup>-1</sup>.



**Рис. 6.** Типичная вольтамперная характеристика  $n\text{-GaAs-p-(GaAs)}_{1-x-y}\text{(Ge}_2\text{)}_x\text{(ZnSe)}_y$  структур в логарифмических масштабах при разных температурах, К: 1 — 300, 2 — 320, 3 — 340, 4 — 360, 5 — 380.

**Таблица 2.** Значения параметров  $A$ ,  $B$  и  $D$  в выражении (8) при различных температурах

$T, \text{K}$	300	320	340	360	380
$B$	3.1	3.05	3.14	3.1	5.38
$A, (\text{В})$	2.65	2.67	2.69	2.74	2.63
$D, (\text{В} \cdot \text{м} \cdot \text{А}^{-1/2})$	13.25	15.9	21.67	23.97	22.7
$B, (\text{В} \cdot \text{А}^{1/2} \cdot \text{м}^{-1})$	13.07	15.7	21.5	23.8	22.5

Следующий участок ВАХ,  $J \propto V^\alpha$ , где  $\alpha = 2.7$  реализуется при напряжениях от 1.7 до 2.2 В, когда рекомбинация неравновесных носителей тока преимущественно происходит с задержкой, т.е. последний член в знаменателе (6) становится существенным. В этом случае ВАХ имеет следующее аналитическое выражение [14]:

$$V = \frac{(b+1)d^2 N_R}{N_D \mu_p \tau_i} + \frac{d}{q \mu_p (b+1) C} \sqrt{J} - \frac{2(b+1)N_R d^2 c_n}{N_D \mu_p \alpha \tau_i C} \frac{1}{\sqrt{J}} = A + B \sqrt{J} - \frac{D}{\sqrt{J}}, \quad (8)$$

где  $A$ ,  $B$  и  $D$  параметры, зависящие от концентрации ионизованных атомов глубоких примесей, отношения подвижностей электронов и дырок, толщины базы межслойного перехода. В табл. 2 приведены величины параметров  $A$ ,  $B$  и  $D$  в зависимости от температуры. Как видно из табл. 2, параметры  $A$ ,  $B$  и  $D$ , определяющие величину  $V$  и зависящие от концентрации ионизованных атомов, т.е. концентрации рекомбинационных центров  $N_R$ , подвижностей носителей тока и толщины базы межслойного перехода, плавно растут в интервале 300–360 К и заметно уменьшаются при 380 К. Такая закономерность, возможно, связана с заметным влиянием на эти процессы времени внутрикомплексного обмена  $\tau_i$ .

За этим участком (см. рис. 6) при напряжениях от 2.2 до 3 В ВАХ имеет вид  $J = A_1 V^3$ . Это участок ВАХ, подчиняющийся закону Ламперта

$$J = \frac{125 \varepsilon \tau \mu_n \mu_p}{18} \frac{V^3}{d^3} \quad (9)$$

и называемый дрейфовым режимом диэлектрической релаксации.

## 5. Заключение

Таким образом, на основе анализа технологических режимов синтеза эпитаксиальных слоев твердого раствора  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  на подложках GaAs и результатов проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

– Определены оптимальные технологические режимы выращивания структурно совершенных эпитаксиальных слоев твердого раствора  $(\text{Ge}_2)_{1-x-y}(\text{GaAs})_x(\text{ZnSe})_y$

с толщиной 10 мкм на GaAs подложках (скорость охлаждения 1–1.5 град/мин, температура 730–640°C, скорость роста  $v = 0.15$  мкм/мин).

– Выращенные пленки  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  имеют сфалеритную структуру и являются монокристаллическими, с размерами блоков 52 нм и ориентацией, соответствующей ориентации подложки (100).

– Молекулы ZnSe и Ge по-видимому частично заменяют молекулы GaAs в дефектоспособных областях матричной решетки на границах и приграничных областях фаз и раздела с последующей сегрегацией ионов германия и молекул селенида цинка с образованием нанокристаллов.

– Электронно-дырочные пары, генерированные в приповерхностной области структуры коротковолновыми фотонами, не доходят до разделяющего барьера и не участвуют в возникновении фототока, что является основной причиной спада фоточувствительности исследуемой структуры в коротковолновой области спектра излучения.

– Вольт-амперная характеристика  $J \propto V^\alpha$  гетероструктур  $n\text{-GaAs}-p\text{-}(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  в прямом направлении тока состоит из нескольких участков, в которых  $\alpha$  имеет различные значения. Это, возможно, связано с образованием сложных рекомбинационных комплексов типа отрицательно заряженный акцептор — положительно заряженный ион внедрения или положительно заряженный донор — отрицательно заряженная вакансия, что приводит к „задержке“ рекомбинационных процессов.

– В таких твердых растворах скорость рекомбинации определяется не только природой комплексов и простых заряженных центров, но и локальными центрами нанобразований или одновременным участием комплексов и локальных центров.

Работа выполнена по гранту № ФА-Ф-Ф120 Комитета по координации и развитию науки и технологии при Кабинете Министров Республики Узбекистан.

## Список литературы

- [1] Ж.И. Алфёров. УФН, **172** (9), 1072 (2002).
- [2] S.L. Sheng. *Semiconductor Physical Electronics* (2006). ISBN 978-0387-28893-2.
- [3] A.S. Saidov, A.Sh. Razzakov, V.A. Risaeva, E.A. Koschanov. *Mater. Chem. and Phys.*, **68**, (2001).
- [4] В.М. Андреев, Л.М. Долгинов, Д.Н. Третьяков. *Жидкостная эпитаксия в технологии полупроводниковых приборов* (М., Сов. радио, 1975).
- [5] А.С. Саидов, М.С. Саидов, Э.А. Кошчанов. *Жидкостная эпитаксия компенсированных слоев арсенида галлия и твердых растворов на его основе* (Ташкент, Фан, 1986).
- [6] Справочник химика, под ред. Б.П. Никольского. (М.Л., Химия, 1982).
- [7] М.С. Саидов. *Гелиотехника*, **3**, 4 (2001).

- [8] С.С. Горелик, Л.Н. Расторгуев, Ю.А. Скаков. *Рентгенографический и электронографический анализ* (М., Металлургия, 1970).
- [9] И.Л. Шульпина, Р.Н. Кютт, В.В. Ратников, И.А. Прохоров, И.Ж. Безбах, М.П. Щеглов. *ЖТФ*, **80** (4), 105 (2010).
- [10] Краткий справочник физико-химических величин, под ред. А.А. Равделя и А.М. Пономаревой. (Л., Химия, 1983).
- [11] К.А. Амонов. Матер. XLVIII междунар. науч. студ. конф. (Новосибирск, 2010) ст. 182.
- [12] В.И. Стафеев. *ЖТФ*, **28** (9), 1631 (1958).
- [13] Э.И. Адирович, П.М. Карагеоргий-Алкалаев, А.Ю. Лейдерман. *Токи двойной инжекции в полупроводниках* (М., Советское радио, 1978).
- [14] М. Ламперт, П. Марк. *Инжекционные токи в твердых телах* (М., Мир, 1973).
- [15] А.Ю. Лейдерман. В кн.: *Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями* (М., Металлургия, 1987) ст. 232.
- [16] А.Ю. Лейдерман, М.К. Минбаева. *ФТП*, **30**, 1729 (1996)

Редактор Т.А. Полянская

## Receiving, structure and properties of epitaxial films $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$ based on GaAs

S.Z. Zaynabidinov\*, A.S. Saidov<sup>+</sup>, A.Yu. Leiderman<sup>+</sup>, M.U. Kalanov<sup>•</sup>, Sh.N. Usmonov<sup>+</sup>, V.M. Rustamova<sup>•</sup>, A.Y. Boboev<sup>••</sup>

\*Andijan State University named after Z.M. Babur, 170100 Andijan, Uzbekistan

<sup>+</sup>Physical-Technical Institute named after S.V. Starodubtsev Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, 100084 Tashkent, Uzbekistan

<sup>•</sup>Institute of Nuclear Physics, Academy of Sciences of the Republic of Uzbekistan, 100214 Tashkent, Uzbekistan

**Abstract** The possibility of growing solid solution  $(\text{GaAs})_{1-x-y}(\text{Ge}_2)_x(\text{ZnSe})_y$  on GaAs substrates by liquid phase epitaxial from a tin solution-melt is shown. X-ray diffraction study revealed that the resulting film is a single crystal with an orientation (100) and has a sphalerite structure. The crystal lattice parameter of the film was  $a_f = 0.56697$  nm. Features of the spectral dependence of the photosensitivity due to the formation of different complexes of charged components. It was established that the CVC such structures at low voltages (up to 0.4 V) is described by an exponential dependence  $I = I_0 \exp(qV/ckT)$ , and at high ( $V > 0.5$  V) power law type  $J \propto V^\alpha$ , where the exponent  $\alpha$  changes with increasing voltage. The results are explained in terms of the theory of the drift current transfer mechanism that takes into account the possibility of exchanging free carrier recombination inside the complex.