

Электрические характеристики и зонная энергетическая диаграмма изотипного $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/n\text{-Si}$ -гетероперехода в релаксированных структурах

© Л.К. Орлов, Ж.Й. Хорват*, А.В. Потапов, М.Л. Орлов**, С.В. Ивин**,
В.И. Вдовин***, Э.А. Штейнман****, В.М. Фомин**

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

* Research Institute for Technical Physics and Materials Science,
Hungarian Academy of Sciences, Budapest, Hungary

** Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

*** Институт химических проблем микроэлектроники, Москва, Россия

**** Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черногловка, Московская обл., Россия

E-mail: orlov@ipm.sci-nnov.ru

(Поступила в Редакцию 27 января 2004 г.
В окончательной редакции 9 марта 2004 г.)

Исследованы электрические характеристики релаксированного изотипного $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/n\text{-Si}$ -гетероперехода в условиях формирования в окрестности гетерограницы сетки дислокаций несоответствия и на основе этих измерений изучены особенности структуры энергетических зон гетеросистемы. Показано, что зонная структура кристалла в окрестности границы формируется зарядом на дефектах решетки. Параметры потенциального барьера оценены на основании анализа температурных зависимостей вольт-амперных и вольт-фарадных характеристик системы.

Работа выполнена по соглашению между Российской и Венгерской академиями наук (программа № 15) в рамках проектов МНТЦ № 2372 и ОТКА (Венгрия) № T035272.

В последнее время в литературе активно обсуждаются свойства релаксированных кремний-германиевых гетероструктур, содержащих в объеме кристалла хорошо развитую сетку дислокаций несоответствия. Указанные гетероструктуры являются базовыми кристаллами для формирования полевых транзисторов с двумерным кремниевым каналом в слое твердого раствора и интенсивно исследуются [1]. Большая часть работ, посвященных данной проблеме, направлена на изучение структурных характеристик буферных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -слоев, механизмов зарождения в них и размножения дислокаций несоответствия, формирующих дислокационную сетку на гетерогранице, характера распределения плотности дислокаций по толщине структуры [2]. Практический интерес к релаксированным гетероструктурам способствовал развитию в последние годы бесконтактных неразрушающих способов контроля за дислокациями в слоях, в основном с использованием методов фото- и катодолюминесценции [3]. Светоизлучающие люминесцентные свойства пластически деформированных $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -гетерокомпозиций [4] привлекают внимание исследователей в связи с наличием в спектре фотолюминесценции четырех характерных дислокационных линий ($D1-D4$), интенсивность которых растет с увеличением плотности дислокаций в кристалле.

Среди указанных спектральных линий линия $D1$ (0.804 eV) представляет особый интерес (в частности,

для оптоэлектроники) в связи с возможной перспективой использования ее (наряду с редкоземельными элементами и германиевыми нанокластерами в Si) для продвижения группы материалов $A^{\text{IV}}B^{\text{IV}}$ в оптическую область спектра. Однако, несмотря на то что дислокационные линии в спектрах фотолюминесценции в $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -гетероструктурах исследовались в последние годы достаточно интенсивно [5], механизм дислокационной фотолюминесценции, а также природа каждой из наблюдаемых полос в спектрах до сих пор остаются до конца непонятыми. Более того, излучающая способность всех светоизлучающих кремниевых структур, несмотря на предпринимаемые усилия, остается довольно низкой, что требует дальнейшего детального анализа как характеристик изучаемых систем, так и механизмов излучательной рекомбинации в них.

В настоящее время многими авторами обсуждается перспектива использования релаксированных $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -гетероструктур в качестве возможного светоизлучающего источника в кремниевой оптоэлектронике. Решение проблемы создания эффективных излучателей на базе дислокационных $\text{Si}/(\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x)$ -структур является достаточно проблематичным из-за трудностей, возникающих при изготовлении высококачественных диодных матриц. Последние при низком структурном совершенстве гетероперехода должны обладать одновременно хорошими инжекционными свойствами и низкой

эффективностью безызлучательных переходов на гетерогранице. В соответствии с этим целью настоящей работы является изучение электрических характеристик изотипного $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/n\text{-Si}$ (100)-гетероперехода в условиях высокой эффективности электронно-дырочной рекомбинации через состояния дефектов в области гетерограницы. Интерес представляет и вид зонных энергетических диаграмм релаксированного гетероперехода, барьерные свойства которого, вероятнее всего, определяются не разрывом зон на гетерогранице, как это часто предполагается [6], а зарядовыми состояниями в области трехмерной сетки дислокаций несоответствия.

Для выращивания гетероэпитаксиальных $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -структур был использован модифицированный метод молекулярно-лучевой эпитаксии с сублимирующим источником кремния и газовым гидридным источником германия. Особенности данного метода эпитаксии подробно описаны в [7,8]. Отдельные свойства выращиваемых данным методом слоев твердого раствора представлены в работах [9,10]. Исследуемые структуры были релаксированы, т.е. их толщина превышала критическую толщину. Выращенные слои имели толщину в пределах $0.1\text{--}1\ \mu\text{m}$, содержание германия в них обычно не превышало 20 at.%, что обеспечивало локализацию области пластической деформации в окрестности гетероперехода. В области гетерограницы формировалась плотная трехмерная сетка дислокаций с поверхностной плотностью протяженных дефектов в них на уровне $10^5\text{--}10^9\ \text{cm}^{-2}$. Плотность наклонных дислокаций в слое твердого раствора оценивалась методами металлографии в пределах $10^4\text{--}10^5\ \text{cm}^{-2}$. Механизмы зарождения и размножения дислокаций несоответствия на гетерогранице $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ обсуждались в работах [2,10]. Характерный вид гетерограницы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ со сформированной в ней регулярной дислокационной сеткой, полученный методом просвечивающей электронной микроскопии, представлен на рис. 1.

Спектры фотолуминесценции релаксированных гетероструктур помимо традиционных линий, связанных с излучением свободных экситонов как в кремнии, так и в слоях $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ (последние перекрываются с TO -фононными репликами излучательной рекомбинации в кремнии, поэтому зачастую выражены не столь отчетливо), обнаруживают дополнительные достаточно интенсивные линии $D1\text{--}D4$ (рис. 2), отсутствующие в нерелаксированных структурах (кривая 3 на рис. 2, *b*). Спектры получены на стандартном решеточном спектрометре с возбуждением аргоновым лазером при 5 К. В качестве приемника использован охлаждаемый германиевый диод. В гетероструктурах с высоким уровнем пластической деформации ($h = x d_{\text{SiGe}} > 0.1$) интенсивность линий $D1\text{--}D4$ превосходит интенсивность TO -линии излучательной экситонной рекомбинации из кремния. Более того, эффективность наиболее интересных для оптоэлектроники линий $D1, D2$ в ряде случаев вплоть до температуры жидкого азота оказывается достаточно близкой даже к эффективности излучения комплексов

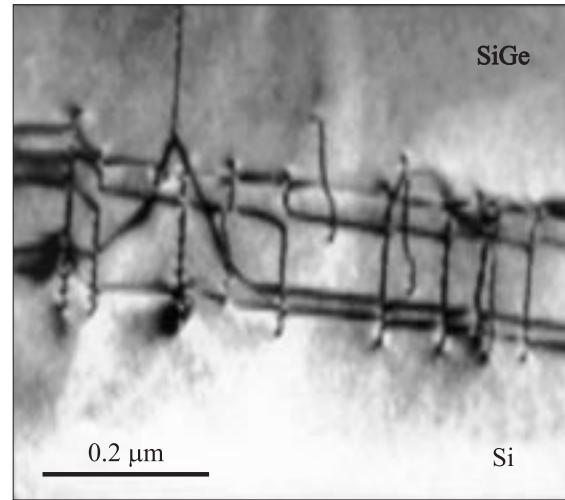


Рис. 1. Характерный вид гетерограницы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ с регулярной дислокационной сеткой.

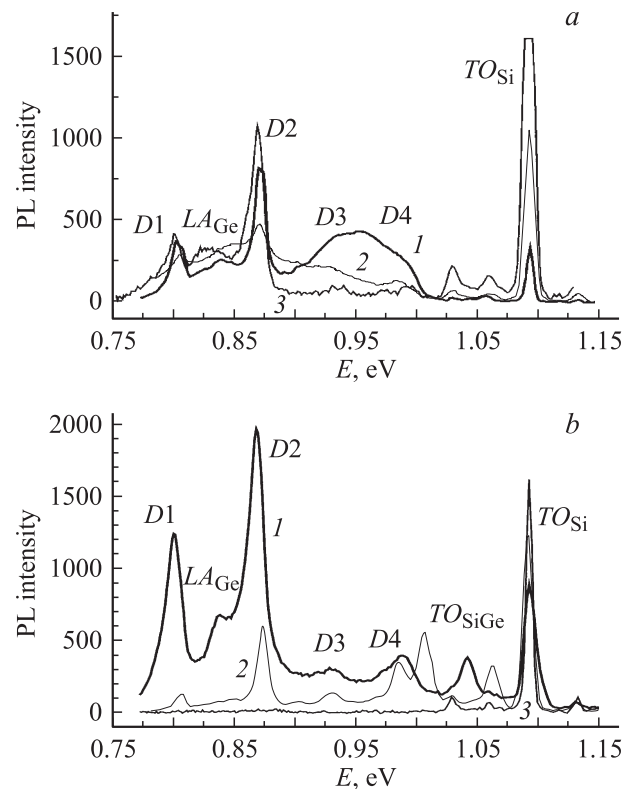


Рис. 2. Спектры фотолуминесценции при 5 К от структур $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ с различными параметрами слоев твердого раствора. *a*) $d_{\text{SiGe}} = 0.6\ \mu\text{m}$; $x = 0.11$ (1), 0.095 (2), 0.06 (3); *b*) $x = 0.09$; $d_{\text{SiGe}} = 1.2$ (1), 0.9 (2), $0.12\ \mu\text{m}$ (3).

атомов эрбия в кремнии [4]. Природа рассматриваемых спектральных линий связана с присутствием дислокаций в материале, однако механизмы и детали излучательной рекомбинации на частотах данных линий во многом остаются еще не совсем понятными. В частности, остается до конца невыясненной конкретная природа излу-

чательных рекомбинационных центров. Чаще всего она связывается с локализованными состояниями на дислокациях определенной конфигурации (линии $D1, D2$) [5].

Поскольку абсолютно ясное понимание природы центров излучательной рекомбинации в дислокационных структурах еще не достигнуто, проведение дополнительных исследований локализованных состояний на гетерограницах, в том числе с использованием электрофизических методов, представляет собой актуальную задачу. Данная проблема становится особенно актуальной при попытках изучения в релаксированных гетероструктурах электролюминесцентных характеристик и использования эффекта электролюминесценции для создания светоизлучающих устройств на основе кремния.

Настоящая работа направлена на выяснение характера электрически активных зарядовых центров в окрестности дислокационной сетки и их влияния на вид зонных энергетических диаграмм в полупроводниковой гетероструктуре. Характер энергетических зон в свою очередь определяет особенности протекания тока по гетероструктуре и ее инжекционные свойства. Предварительные исследования электрофизических характеристик носителей заряда в релаксированной структуре с помощью эффекта Холла указывают на появление дополнительного шунтирующего слоя (часто p -типа проводимости) между слоями твердого раствора и кремния, легированного примесями донорного типа. Данное заключение о существовании заряженной области в окрестности дислокационной сетки подтверждается также методом CV -профилирования структур в условиях электролитического травления образцов и при исследовании структур методами катодолуминесценции с разным уровнем энергии возбуждающих электронных пучков [3].

Непосредственно для измерения электрических характеристик релаксированного гетероперехода нами была использована структура (№ 347), выращенная указанным выше методом при температуре 700°C . Гетероструктура содержала эпитаксиальный слой $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x \approx 0.11$) толщиной $d_{\text{SiGe}} \approx 0.20\text{--}0.25 \mu\text{m}$, выращенный через буферный подслой Si толщиной $d_{\text{Si}} \approx 0.5\text{--}0.6 \mu\text{m}$ на подложке $\text{Si}(100)$. Уровень легирования слоев Si и $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ по данным CV -профилирования был близок к уровню легирования $N_2 \approx (2\text{--}3) \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ сублимирующего источника кремния (КЭМ-0.1) в реакторе установки. Подложка Si имела также электронный тип проводимости с концентрацией фосфора $N_1^+ = 1 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Высота изотипного $n\text{--}n^+$ -перехода в кремнии $\Delta E_c^{(1)}$ оценивалась по разности положения уровней Ферми на границе слоя Si и подложки и была равна

$$\begin{aligned} \Delta E_c^{(1)} &= E_{c2}(n\text{-Si}) - E_{c1}(n^+\text{-Si}) \\ &= (kT/e) \ln\{N_1/N_2\} \approx 0.15 \text{ eV}. \end{aligned} \quad (1)$$

На рис. 3 для $T = 300 \text{ K}$ схематически показана структура энергетических зон изотипного гетероперехода

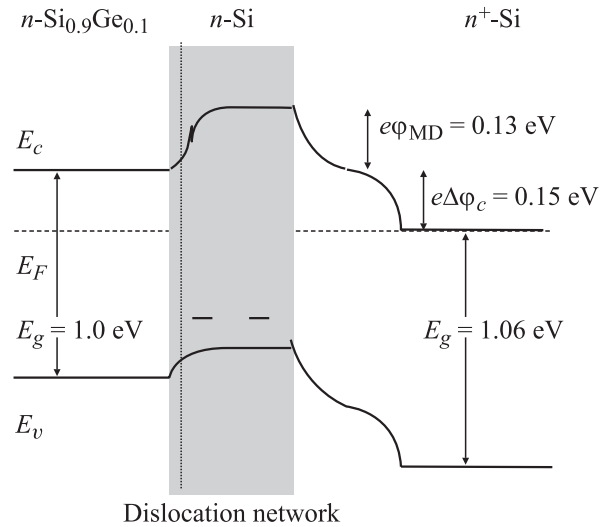


Рис. 3. Структура энергетических зон релаксированного изотипного $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/n\text{-Si}/n^+\text{-Si}$ -гетероперехода.

$n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/n\text{-Si}/n^+\text{-Si}$, электрические характеристики которого изучаются нами далее.

Разрыв энергетических зон на $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$ -гетерогранице $\Delta E_{c,v}^{(2)}$, обусловленный разностью работ выхода, может быть оценен по разности ширин запрещенных зон в кремнии и в слое твердого раствора. Последнюю величину легко определить, например, из спектров фотопроводимости данной системы. Для слоев с $x = 0.1$ измерения оптических спектров при комнатной температуре дают оценку $E_g(\text{Si}) - E_g(\text{Si}_{0.9}\text{Ge}_{0.1}) \approx 60 \text{ meV}$, что соответствует, согласно [11,12], в зависимости от величины упругих напряжений на гетерогранице значениям разрывов зон в пределах $\Delta E_c^{(2)} \leq \pm 10 \text{ meV}$ для зоны проводимости и $\Delta E_v^{(2)} \approx 50\text{--}70 \text{ meV}$ для валентной зоны. Опыт, однако, показывает, что барьер, связанный с разрывом зоны проводимости на гетерогранице, существенно ниже барьера, реально существующего на изотипном гетеропереходе.

Истинную высоту потенциального барьера, формируемого в окрестности гетероперехода зарядовыми центрами на дислокациях несоответствия, можно определить, изучая диодные характеристики рассматриваемой гетероструктуры. Для изучения барьерных свойств гетероперехода к внешней и обратной поверхностям структуры, обработанной по специальной технологии в травителе $\text{H}_2\text{SO}_4 + \text{H}_2\text{O}_2$ [13], были сделаны омические Al -контакты площадью $S = 0.8 \times 0.8 \text{ mm}^2$ к $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -слою структуры. Прямая и обратная ветви вольт-амперной характеристики (ВАХ), измеренные на одной из мез (№ 1E5) при различных температурах, представлены на рис. 4, а (см. также [14]).

Попытка описать экспериментальные характеристики изотипного гетеробарьера с помощью простой традиционной модели одиночного либо двойного барьера Шоттки (модель Канервы–Опдорпа [6,15]) не привела к

Таблица 1. Значения подгоночных параметров, полученных при анализе ВАХ структуры на мезе 1Е5, в зависимости от температуры измерения

T, K	R, Ω	J_0, mA	n	m	$\sigma \cdot 10^6$
300	3.03	1.698	1.366	0.769	640
293	3.73	1.326	1.202	0.571	898
280	3.89	0.616	1.101	0.542	564
260	3.89	0.223	1.101	0.542	265
240	3.89	0.0639	1.101	0.542	112
220	3.89	0.0158	1.101	0.542	43.9
200	3.89	$3.78 \cdot 10^{-3}$	1.101	0.542	26.8
180	3.89	$9.45 \cdot 10^{-4}$	1.101	0.542	18.1
160	3.89	$1.45 \cdot 10^{-5}$	1.101	0.542	14.2

Таблица 2. Значения тока насыщения и коэффициента неидеальности при $T = 293 K$ для различных мез структуры

Параметр	Номер мезы						
	A0	B0	C0	D0	D9	E4	E5
J_0, mA	1.43	1.48	0.87	0.98	13.9	1.63	1.33
n	1.402	1.404	1.064	1.0	1.402	1.358	1.202

удовлетворительному согласию теоретических и экспериментальных кривых [16]. Проблема связана с наличием шунтирующих гетеропереход токов утечек по линиям наклонных дислокаций. Именно учет данного фактора позволяет адекватным образом описать как прямую, так и обратную ветвь ВАХ структуры, используя барьерную модель с одним типом носителей заряда. При положительных напряжениях на верхнем контакте зависимость тока от приложенного напряжения с большой точностью описывается соотношениями, соответствующими модели термополевой эмиссии,

$$J = J_0 \{ \exp[e(U - U_R)/nkT] - 1 \}, \quad J = U_R/R, \quad (2)$$

или

$$U = JR + (nkT/e) \ln(J/J_0 + 1). \quad (3)$$

Здесь R — включенное последовательно с гетеропереходом балластное сопротивление структуры, состоящее из сопротивления омических контактов и сопротивления подложки, U_R — падение напряжения на балластном сопротивлении, n — коэффициент неидеальности потенциального барьера, связанный с рекомбинационными токами в гетеропереходе.

Обратный ток в структуре ($U < 0$) с достаточной степенью точности описывается соотношением

$$J = J_0 [\exp(eU/nkT) - 1] - \sigma |U|^m, \quad (4)$$

где второе слагаемое соответствует паразитной составляющей плотности тока, шунтирующей гетеропереход по дислокациям, прорастающим из подложки в слой.

Поверхностная плотность последних как в подложке, так и верхнем эпитаксиальном слое оценивалась методами металлографии на уровне $2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-2}$.

Для каждой конкретной экспериментально полученной кривой нетрудно подобрать соответствующие значения параметров R , J_0 и n для прямого тока и σ , m для обратного тока, используя метод конечных разностей для подгонки теоретических зависимостей (3), (4) к соответствующим экспериментальным кривым. Значения данных параметров для мезы № 1Е5 в интервале температур 300–160 К приведены в табл. 1. На рис. 4, *c, d* точками показаны прямая (*c*) и обратная (*d*) ветви ВАХ, измеренные при $T = 300 K$ на мезе 1Е5 (рис. 4, *a*), а также представлены соответствующие им теоретические кривые, рассчитанные по формулам (3), (4) со значениями параметров, приведенными в табл. 1.

Анализ ВАХ образца показал, что значения каждого из приведенных параметров меняются от мезы к мезе в некотором интервале. Так, для ВАХ, измеренных при комнатной температуре, значение J_0 менялось в интервале 1–15 мА, n — в интервале 1.0–1.5 (табл. 2); $R = 22-25 \Omega$ для серии мез с индексом $j = 0$ и $R = 3.4-3.7 \Omega$ для серии мез с индексом $j \neq 0$; $m = 0.5-0.9$; $\sigma = 0.0004-0.0011$. Наблюдаемый разброс параметров диодов по площади структуры обусловлен как различной площадью контактных площадок, так и естественными причинами, связанными с разной плотностью наклонных дислокаций и дислокаций несоответствия по площади образца, что подтверждается многочисленными исследованиями, например, методами фотолуминесценции и металлографии.

Знание величины J_0 позволяет оценить высоту потенциального барьера на гетерогранице. Использование простейшей формулы для эмиссионной модели, в частности, дает

$$J_0 = A^* T^2 \exp(-e\phi_b/nkT) = 4\pi m e (kT)^2 h^{-3} S \exp(-e\phi_b/nkT). \quad (5)$$

Здесь предполагалось, что $m_{Si} \approx m_{SiGe} = m = 0.26m_0$, где m — эффективная масса электронов проводимости. Однако данное соотношение приводит к сильно завышенному результату (порядка 0.4 eV), так как не учитывает многих факторов, влияющих на гетеропереход и принимаемых во внимание в более сложных моделях барьера Шоттки, учитывающих диффузионную и генерационно-рекомбинационную составляющие плотности тока через переход.

Более точное значение для контактной разности потенциалов $e\phi_b$ можно получить, анализируя температурные зависимости J_0 . Характерная зависимость $J_0(T)$ для мезы 1D9 представлена на рис. 5, *a*, на котором точки I соответствуют значениям J_0 , полученным из анализа прямой ветви ВАХ, точки II — значениям измеренных обратных токов при $U = -1 V$, точки III — значениям токов, вычисленных по формуле (5) при $A^* = 0.0225$, $\phi_b = 0.274 eV$.

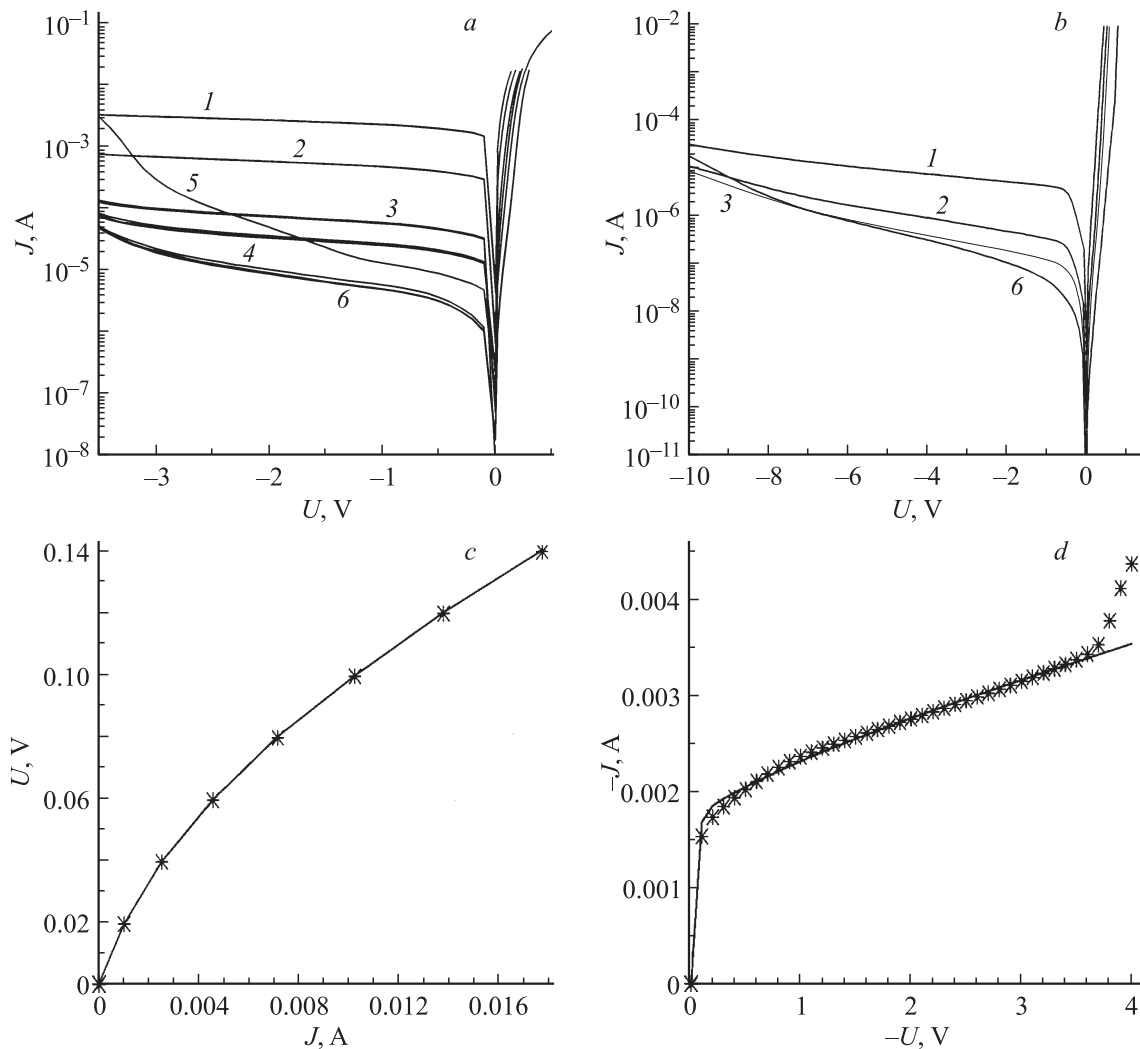


Рис. 4. ВАХ образца с изотипным $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/n\text{-Si}^+\text{-Si}$ -гетеропереходом с омическими Al- (меза № 1E5) (a) и Шоттки- (меза № 2C3) (b) контактами при $T = 300$ (1), 260 (2), 220 (3), 200 (4), 180 (5), 100 К (6); c, d — экспериментальные данные при $T = 300$ К (точки) и теоретические кривые (сплошные линии), рассчитанные по формулам (3) (c) и (4) (d) с параметрами, взятыми из табл. 1 (Al-контакт, меза № 1E5).

Сопоставление кривых на рис. 5, a показывает довольно хорошее согласие расчетных кривых с экспериментом в области температур $T > 200$ К. В этой области генерационно-рекомбинационные токи, задающие величину обратного тока J_0 в гетеропереходе, примерно на порядок превосходят токи, связанные с проколами по дислокациям. Последние доминируют в области температур ниже 200 К. При температуре $T < 200$ К с увеличением напряжения смещения наблюдается, однако, не просто стабилизация уровня обратных токов в гетеропереходе, как это показано на рис. 4, a, а рост тока J_0 из-за снижения высоты барьера, вероятнее всего вследствие вымораживания заряженных центров на дислокациях.

Величины постоянной Ричардсона A^* и контактной разности потенциалов $e\phi_b$ для данной и нескольких других мез приведены в табл. 3. Видно, что неоднородное распределение плотности дислокаций по площади

образца приводит к довольно значительному разбросу значений высоты потенциального рельефа на гетерогранице.

Оценим положение дна зоны проводимости в области подслоя кремния с дислокационной сеткой, исходя из соотношения

$$N^+(\text{Si})/N_{\text{MD}}(\text{Si}) = \exp\{e(E_{c3} - E_{c1})/kT\} = \exp(e\phi_b/kT). \quad (6)$$

Толщина буферного слоя кремния обычно сравнима с толщиной нарушенного в области дислокационной сетки слоя и длиной экранирования электронов. Вследствие этого полная высота барьера ϕ_b складывается из суммы высот барьеров на $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/n\text{-Si}$ -гетеропереходе и на $n\text{-}n^+$ -переходе в кремнии, т.е. $\phi_b = \phi_{\text{MD}} + \Delta\phi_c$. Положение дна зоны проводимости в барьерном слое по отношению к уровню Ферми соответствует значению ϕ_b

Таблица 3. Постоянная Ричардсона, контактная разность потенциалов и плотность зарядов в области дислокационной сетки

Номер мезы	A^*	$e\phi_b$, eV	N_{MD} , cm^{-3}
1D9	0.0225	0.274	$2.6 \cdot 10^{14}$
1E4	0.00682	0.215	$2.5 \cdot 10^{15}$
1E5	0.00573	0.180	$1.0 \cdot 10^{16}$
2C3	0.01663	0.85	$3.0 \cdot 10^{16}$

Таблица 4. Подгоночные параметры вольт-фарадной характеристики для нескольких мез, измеренных при $T = 300$ К

Номер мезы	$C_0/C(U=0)$	$C_1/C(U=0)$	s	n
1D9	0.02233645	0.9676168	2.5934766	1.602602
1E4	0.00746530	0.99260988	1.6705343	1.606153
1E5	0.0171715	0.982764	1.9959967	1.6304558
2C4	0.2763548	0.69646187	7.34365559	1.8935072

и для разных мез представлено в табл. 3. Дно зоны проводимости поднимается вследствие захвата электронов на ловушки, локализованные в области пластической деформации структуры, обуславливая значения $N_{MD}(\text{Si})$ (уровень концентрации электронов в области сетки дислокаций), представленные в табл. 3. Данные этой таблицы показывают, что концентрация ловушек на дислокациях в гетеропереходе может меняться в пределах одного-двух порядков по площади структуры (от мезы к мезе).

При анализе измеренных ВАХ мы исходили в соответствии с использованной технологией из омичности контактов к внешней стороне пластины. Однако нельзя полностью исключить вероятность появления барьера Шоттки на границе $\text{Al}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Измерения, проведенные на данной структуре с Al-контактом Шоттки к верхнему слою твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, показали при этом появление существенных отличий в виде ВАХ системы. Характерный вид ВАХ для структуры № 347 с контактом Шоттки представлен на рис. 4, *b* (см. также [14]). Появление барьера на границе металл-полупроводник снижает величину обратных токов на несколько порядков, увеличивая одновременно величину пробивного напряжения в структуре. Анализ температурных зависимостей величины обратного тока и тока J_0 (рис. 5, *b*) показывает, что величина обратных токов и в этом случае определяется проколами по прорастающим дислокациям ($J(U < -1) > J_0$), выходящим на наружную поверхность структуры.

Вольт-фарадная характеристика (ВФХ) структуры имеет традиционный вид и представлена для нескольких мез на рис. 6, *a*. Экспериментальные зависимости описываются с высокой степенью точности следующим

соотношением:

$$C(U) = C_0 + C_1/(1 + sU^n). \quad (7)$$

Теоретические зависимости $C(U)$ показаны сплошными линиями на рис. 6, *a*. Соответствующие им значения параметров C_0 , C_1 , s и n приведены в табл. 4. Необходимо отметить, что никаких особенностей на зависимостях $C(U)$, которые могли бы быть связаны с глубокими центрами в области дислокационной сетки, для данной структуры не наблюдалось ни при каких температурах. Температурные зависимости коэффициентов C_0 , C_1 , s и n приведены на рис. 6, *b*.

При обратном смещении уменьшение емкости системы связано с расширением области пространственного заряда (ОПЗ) в окрестности гетероперехода. Однако зависимость емкости от напряжения не описывается в гетероструктуре простыми зависимостями типа $C(U) \sim C_1/(U_b - U)^m$ с $m = 0.3-0.5$, характерными для простой барьерной модели. Вероятно, это связано с более сложным характером зарядки центров в области дислокационной сетки и с наличием шунтирующих эту

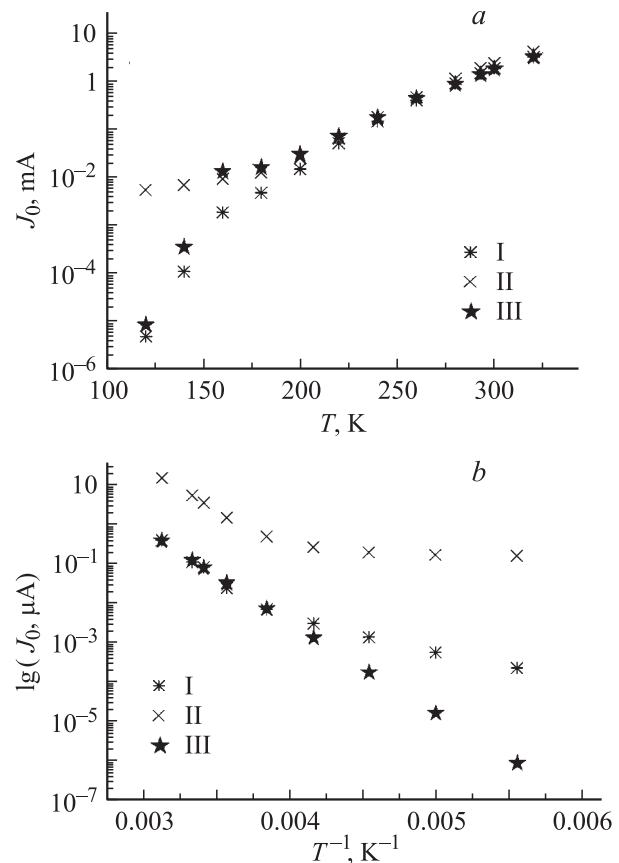


Рис. 5. Температурная зависимость тока J_0 на ВАХ для мез 1D9 (*a*) и 2E5 (*b*) с омическими Al- и Шоттки-контактами соответственно. I — значения J_0 , полученные из анализа прямой ветви ВАХ; II — значения измеренных обратных токов при $U = -1$ (*a*) и -2 В (*b*); III — значения J_0 , вычисленные по формуле (5) при $A^* = 0.0225$, $e\phi_b = 0.274$ eV, $n = 1.4$ (*a*) и $A^* = 0.0116$, $e\phi_b = 0.85$ eV, $n = 2$ (*b*).

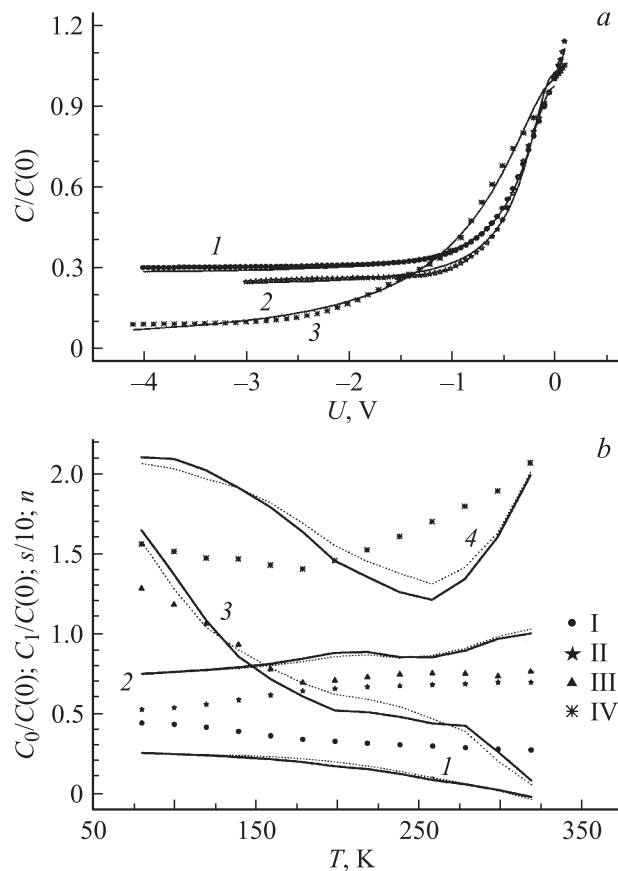


Рис. 6. *a*) ВФХ структуры при $T = 300$ К для мезы 2С4 (1) с контактом Шоттки и мез 1D9 (2) и 1Е4 (3) с омическим Al-контактом. Сплошными линиями показаны кривые, рассчитанные по формуле (7) с параметрами $C_0/C(0)$, $C_1/C(0)$, s и n , приведенными в табл. 4. *b*) Зависимости коэффициентов ВФХ $C_0/C(0)$ (1), $C_1/C(0)$ (2), s (3) и n (4) от температуры, полученные для мез 1D9 (сплошные линии), 1Е5 (пунктирные линии), 2С4 (I — $C_0/C(0)$, II — $C_1/C(0)$, III — $s/10$, IV — n).

емкость шнуров тока по прорастающим дислокациям, имеющих (как это было показано при анализе ВАХ) более сложную, чем закон Ома, зависимость проводимости от напряжения. Анализ значений C_0 при $U = 0$ и в области насыщения обратных токов позволяет сделать некоторые заключения относительно ширины ОПЗ при нулевом и большом отрицательном смещении на структуре. Для оценок используем простейшее соотношение

$$C(U) = S\varepsilon/W = 0.672 \cdot 10^{-14}/W(U), \quad (8)$$

где S — площадь контакта к структуре, $W(U)$ — ширина ОПЗ, вносящая наибольший вклад в измеряемое значение емкости структуры при заданном напряжении на диоде. Для $W(U)$ в случае омических контактов (меза 1D9) при $T = 300$ К имеем $W(0) = 0.067 \mu\text{m}$, $W(-4 \text{ V}) = 0.85 \mu\text{m}$. При нулевом смещении емкость определяется областью повышенного сопротивления в окрестности дислокационной сетки (рис. 3), и $W(0)$ дает значение фактической шири-

ны нарушенного слоя в области гетероперехода. При большом отрицательном смещении обедненная область распространяется на всю ширину эпитаксиальной структуры $W(-4 \text{ V}) = d_{\text{SiGe}} + d_{\text{Si}} \approx 0.8 \mu\text{m}$. В структуре, где верхний контакт является барьером Шоттки (меза 2С4), $W(0) = 0.27 \mu\text{m}$, т.е. ОПЗ от контакта Шоттки захватывает весь слой твердого раствора и прилегающую к нему часть эпитаксиального слоя Si с дислокационной сеткой. При напряжении $U = -4 \text{ V}$ $W(-4 \text{ V}) = 0.9 \mu\text{m}$, что соответствует рассмотренной выше ситуации, когда ОПЗ распространяется на всю эпитаксиальную структуру.

Список литературы

- [1] P. Waltereit, J.M. Fernandes, S. Kaya, T.J. Thornton. Appl. Phys. Lett. **72**, 18, 2262 (1998).
- [2] T.G. Yugova, V.I. Vdovin, M.G. Milvidskii, L.K. Orlov, V.A. Tolomasov, A.V. Potapov, N.V. Abrosimov. Thin Solid Films **336**, 1–2, 112 (1999).
- [3] X.L. Yuan, T. Sekiguchi, S.G. Ri, S. Ito. Proc. DRIP X. Batz-Sur-Mer, France (2003). P. 45.
- [4] L.K. Orlov, A.V. Potapov, N.L. Ivina, E.A. Steinman, V.I. Vdovin. Solid State Phenomena **69–70**, 377 (1999).
- [5] Э.А. Штейнман. Докт. дис. ИФТТ РАН, Черноголовка (2002).
- [6] А. Милнс, Д. Фойхт. Гетероструктуры и переходы металл-полупроводник. Мир, М. (1975).
- [7] Л.К. Орлов, А.В. Потапов, С.В. Ивин. ЖТФ **70**, 6, 102 (2000).
- [8] Л.К. Орлов, В.А. Толomasov, А.В. Потапов. Тр. Второго Рос. симп. „Процессы теплопереноса и рост монокристаллов и тонкопленочных структур“ / Под ред. В.П. Гинкина. Обнинск (1998). С. 288.
- [9] В.А. Толomasov, Л.К. Орлов, С.П. Светлов, А.Д. Гудкова, А.В. Корнаухов, А.В. Потапов, Ю.Н. Дроздов. Кристаллография **43**, 3, 535 (1998).
- [10] Л.К. Орлов, В.А. Толomasov, А.В. Потапов, В.И. Вдовин. Материалы электронной техники **2**, 30 (1998).
- [11] E.P. O'Reilly. Semicond. Sci. Technol. **4**, 121 (1989).
- [12] M.M. Rieger, P. Vogl. Phys. Rev. B **48**, 19, 14276 (1993).
- [13] Zs.J. Horváth, M. Ádám, I. Szabó, M. Serényi, Vo Van Tuyen. Appl. Surf. Sci. **190**, 441 (2002).
- [14] Zs.J. Horváth, L.K. Orlov, V. Rakovics, N.L. Ivina, A.L. Tóth, E.S. Demidov, Ferenc Riesz, V.I. Vdovin, Z. Pászti. Proc. DRIP X. Batz-Sur-Mer, France (2003). P. 107.
- [15] C. Van Opdorp, N.K.J. Kanerva. Solid State. Electron. **10**, 401 (1967).
- [16] L.K. Orlov, Z.J. Horvath, N.L. Ivina, V.I. Vdovin, E.A. Steinman, M.L. Orlov, Yu.A. Romanov. Opto-Electron. Rev. **11**, 2, 85 (2003).