

Особенности электронного транспорта в релаксированных транзисторных гетероструктурах $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с высоким уровнем легирования

© М.Л. Орлов^{+,*}, Ж. Хорват^{*}, Н.Л. Ивина⁺, В.Н. Неверов[†], Л.К. Орлов^{+,*}

⁺ Нижегородский государственный технический университет им. Р.Е. Алексеева, 603950 Нижний Новгород, Россия

^{*} Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

[†] Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук, 620990 Екатеринбург, Россия

^{*} Обуда университет, Институт микроэлектроники и технологии, Будапешт, Венгрия

(Получена 11 сентября 2013 г. Принята к печати 25 сентября 2013 г.)

Изучены низкотемпературные электрические и магнитотранспортные характеристики частично релаксированных гетероструктур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с электронным каналом проводимости в упругонапряженном слое кремния нанометровой толщины. Показано, что электронный газ в системе проявляет двумерные свойства. Наблюдается зависимость проводимости вдоль слоев системы от степени релаксации упругих напряжений в ней. Для понимания наблюдаемых закономерностей проведен детальный расчет потенциала и характера распределения электронов по слоям структуры для образцов с различным характером деформации слоев и разным уровнем легирования. Для структуры с $x = 0.25$ проведена оценка параметров потенциального барьера и характеристик формируемой в слое Si квантовой ямы. Показано существование сильной зависимости характеристик формируемого в окрестности интерфейсов потенциала от исходных параметров системы, в частности от степени пластической релаксации упругих напряжений и уровня легирования. Формирование тонкого туннельно-прозрачного барьера в окрестности верхнего интерфейса может приводить к перераспределению электронов между двумерным и трехмерным проводящими каналами структуры, обеспечивая разброс измеряемых транспортных характеристик образцов в ходе проведения измерений. Межслоевые туннельные переходы носителей заряда из двумерного состояния в транспортном Si-канале в трехмерное состояние кристаллической матрицы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, которые разделены туннельно-прозрачным потенциальным барьером в окрестности гетерограницы, впервые наблюдались в условиях транспорта в поперечном плоскости слоев направлении.

1. Введение

В последние десятилетия наблюдается заметный прогресс в использовании низкоразмерных гетероэпитаксиальных структур в устройствах сверхвысокочастотной электроники. Выдающимися являются достижения в транзисторной электронике, где применение в конструкции приборов наноразмерных элементов позволило расширить область их функционирования до миллиметрового диапазона длин волн. Активно продолжают работу по снижению шумов традиционных транзисторных устройств и продвижению их рабочего диапазона в еще более высокочастотную область спектра с использованием не только новых гетерокомпозиций, но и новых принципов их работы. Примером могут служить, в частности, поиск механизмов формирования участков отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС) на выходных характеристиках транзисторов [1,2] с целью расширения динамического и высокочастотного диапазонов характеристик. Обсуждаются также идеи, связанные с баллистическим транспортом электронов и с использованием для генерации сигналов плазменных

резонансов, наблюдаемых в короткоканальных двумерных транзисторных структурах [3].

Наибольшие успехи в плане продвижения реальных транзисторных устройств на основе кремния в миллиметровый диапазон длин волн на сегодняшний день связываются в основном с псевдоморфными планарными гетерокомпозициями $\text{Si}_{1-x-y}\text{Ge}_x\text{C}_y$ электронного и дырочного типов проводимости с проводящими каналами в слоях твердого раствора нанометровой толщины [4–6]. Существенно меньшее число работ посвящено изучению свойств релаксированных гетероструктур с упругонапряженным электронным транспортным каналом в приповерхностных слоях кремния, встроенным в кристаллическую матрицу сплава. До последнего времени усилия при исследовании этих систем были сосредоточены, однако, в основном на анализе структуры и распределения дефектов в выращиваемых гетерокомпозициях [7,8], изучении их низкотемпературных магнитотранспортных характеристик и обсуждении свойств двумерной электронной подсистемы в упругонапряженных слоях кремния [9,10].

Формирование в приповерхностном слое твердого раствора $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ проводящего Si-канала с высокоподвижным электронным газом наталкивается на ряд

[†] E-mail: orlov@ipm.sci-nnov.ru

трудностей, связанных как с необходимостью введения в структуру локальных областей пластической деформации [11] с контролируемой плотностью протяженных дефектов, так и с необходимостью стабилизации и жесткого контроля характеристик внешней поверхности, определяющей свойства приповерхностного потенциала. Повышение уровня поверхностного легирования транзисторных гетерокомпозиций Si/Si_{1-x}Ge_x в свою очередь может приводить к особенностям в поведении транспортных характеристик данных структур, связанных как с проявлением фундаментальных свойств двумерной электронной жидкости [9], так и с довольно заметным влиянием заряда свободных носителей в слоях системы на форму потенциала квантовой ямы Si и прилегающих к ней барьерных слоев Si_{1-x}Ge_x. Более низкие для реальной гетеросистемы Si/Si_{1-x}Ge_x ($x < 0.3$) значения параметров формируемой потенциальной квантовой ямы для электронов (глубина $eU_{qw} \approx 0.1-0.2$ эВ) по сравнению с хорошо изученными на сегодняшний день соединениями на основе гетерокомпозиций GaAs/AlGaAs [1,12] ($eU_{qw} \approx 0.2$ эВ) и InGaAs/InAlAs [2,13,14] ($eU_{qw} \approx 0.5$ эВ) позволяют предположить, что наблюдаемые в последних структурах эффекты межслоевого переноса, обеспечивающие проявление эффекта ОДП на выходных характеристиках системы, с высокой эффективностью могут проявляться и в гетероструктурах на основе кремния, германия и их сплавов. Последнее обстоятельство явилось основным побуждающим фактором для выполнения настоящей работы, направленной на обсуждение закономерностей, наблюдаемых в экспериментах с использованием транзисторных частично релаксированных гетероструктур Si_{1-x}Ge_x/Si/Si_{1-x}Ge_x в условиях электропереноса электронов как вдоль, так и поперек плоскости слоев структуры.

2. Структура гетерокомпозиций Si/Si_{1-x}Ge_x, использованных в экспериментах

Для различных приложений, требующих применения приборов повышенной мощности в диапазоне максимально высоких допустимых рабочих частот, наибольший интерес представляют структуры с предельно высокой плотностью проводящих двумерных (2D) электронов в транспортном канале полевого транзистора. В общем случае повышение уровня легирования и переход к системам металлического типа проводимости может приводить не только к появлению ряда специфических закономерностей в поведении транспортных характеристик носителей заряда, связанных, в частности, с возрастанием роли электрон-электронного взаимодействия, но и к заметному искажению профиля потенциала квантовой ямы и прилегающих к ней барьерных слоев. Используемые в настоящей работе образцы

Si_{1-x}Ge_x/Si/Si_{1-x}Ge_x с двумерным кремниевым транспортным каналом толщиной ~ 10 нм, встроенным в кристаллическую матрицу слоя Si_{1-x}Ge_x ($x \approx 0.2$), выращивались через градиентный буферный подслой Si_{1-y}Ge_y ($0 \leq y \leq x$) на подложках Si(100) и характеризовались значением поверхностной концентрации носителей заряда, превышающей величину $n_{cr} = 10^{12}$ см⁻². Приповерхностный слой Si толщиной ~ 10 нм уверенно выявлялся как методом просвечивающей электронной микроскопии [10,15], так и на кривых, полученных методом вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) (рис. 1, область II). Наблюдаемые в холловских измерениях относительно невысокие значения подвижности транспортных электронов в образцах ($\mu_e \approx 3000-5000$ см²/В·с при температуре жидкого гелия) обусловлены, как было показано нами ранее [10], участием в электронном переносе нескольких групп носителей заряда из соседних слоев структуры. Величина упругих напряжений в слое кремния задавалась степенью релаксации упругих напряжений в системе, определяемой характером пластической деформации на границе между буферным слоем твердого раствора Si_{1-y}Ge_y и подложкой Si(100). Плотность дислокаций несоответствия в окрестности данной гетерограницы колебалась в пределах величины $N_{MD} = 10^3-10^8$ см⁻² в зависимости от состава и толщины буферного слоя. Неопределенными, однако, в каждом конкретном случае оставались степень упругой релаксации верхних слоев твердого раствора и, как следствие, параметры потенциала в тонком слое кремния, формирующем проводящий канал в системе. В общем случае вид потенциала связан не только с величинами упругих деформаций слоев системы, но и с особенностями распределения заряда в активной части структуры, что может обуславливать проявление специфических закономерностей. Некоторые из них уже обсуждались нами ранее в работах [10,15].

Рельеф дна зоны проводимости E_c для двух гетероструктур $n^+-Si_{0.75}Ge_{0.25}/n-Si/p-Si_{0.75}Ge_{0.25}$, характеризующихся отсутствием, т.е. нулевой величиной ($\epsilon_{Si} = 0$), либо максимальным значением ($\epsilon_{Si} = 100\%$) степени упругих напряжений в базовом слое $n-Si$, вследствие его деформации со стороны частично релаксированного по упругим напряжениям буферного подслоя твердого раствора, показан на рис. 1, *b*. Из приведенного рисунка следует, что отсутствие деформации в слое кремния (кривая 2 на рис. 1, *b*) приводит к образованию в слое кремния квантовой ямы незначительной глубины. Глубина формируемой узкой треугольной квантовой ямы в слое кремния, определяемой разрывом энергетических зон контактирующих материалов, в данном случае не превышает 50 мэВ, обуславливая невысокую по сравнению с ситуацией максимально высокого уровня деформации слоя кремния (кривая 1 на рис. 1, *b*) степень накопления в них электронов (рис. 1, *c*). При расчете потенциала на рис. 1 для ширин запрещенных зон $E_g(Si)$, $E_g(Si_{0.75}Ge_{0.25})$ и разрыва валентной зоны ΔE_v нами были выбраны, в соответствии с данными работы [10], сле-

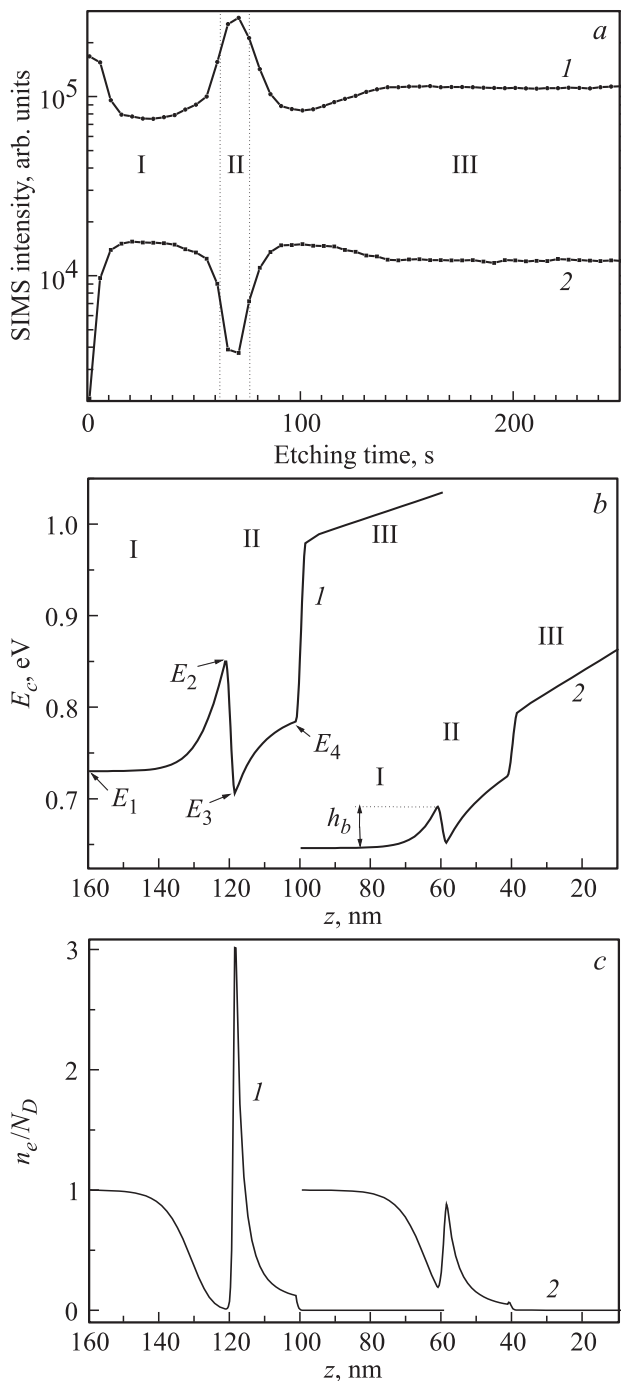


Рис. 1. *a* — распределение по данным ВИСМС (SIMS) кремниевой (1) и германиевой (2) компонент состава поперек плоскости слоев гетерокомпозиции $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0.2$, образец #414, масштаб: 10с → 8 нм). (*b*, *c*) — структура зоны проводимости (*b*) и плотность электронов в слоях (*c*) релаксированной по упругим напряжениям (1, $\varepsilon_{\text{Si}} = 100\%$) и нерелаксированной (2, $\varepsilon_{\text{Si}} = 0\%$) структур с $N_D(1) = 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $\delta z = 3 \text{ нм}$. При расчетах (*b*, *c*) выбраны значения параметров контактирующих при $T = 300 \text{ К}$ материалов в соответствии с [19]: $E_g(\text{Si}) = 0.93$ (1), 1.1 эВ (2), $E_g(\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}) = 1.07$ (1), 0.986 эВ (2), $\Delta E_v = 0.056$ (1), 0.178 эВ (2). ε_{Si} — упругая деформация базового слоя Si, обусловленная воздействием буфера $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$.

дующие значения: $E_g(\text{Si}) = 0.93 \text{ эВ}$ ($\varepsilon_{\text{Si}} = 100\%$), 1.1 эВ ($\varepsilon_{\text{Si}} = 0\%$), $E_g(\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}) = 1.07 \text{ эВ}$ ($\varepsilon_{\text{Si}} = 100\%$), 0.986 эВ ($\varepsilon_{\text{Si}} = 0\%$), $\Delta E_v = 0.056 \text{ эВ}$ ($\varepsilon_{\text{Si}} = 100\%$), 0.178 эВ ($\varepsilon_{\text{Si}} = 0\%$), где ε_{Si} — упругая деформация базового слоя кремния, обусловленная воздействием $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$ -буфера, температура $T = 300 \text{ К}$. При $\varepsilon_{\text{Si}} = 0\%$, когда разрыв валентной зоны на гетерогранице ΔE_v довольно мал, глубина квантовой ямы для электронов весьма критична к выбору исходного значения параметра. В частности, если положить $\Delta E_v = 0.12 \text{ эВ}$, мы получим нулевое значение энергии разрыва зоны проводимости ΔE_c на гетерограницах. Выбор для величины ΔE_v еще более низкого значения приводит уже к формированию барьера в слое кремния. Оцениваемое в эксперименте при $\varepsilon_{\text{Si}} = 0\%$ весьма малое значение параметра ΔE_c неоднократно отмечалось различными авторами [16–18]. При этом конечные выводы делались как в ту, так и в другую сторону, и до последнего времени сохранялась неопределенность в выборе формы потенциала для электронов проводимости в слое кремния.

В общем случае характер потенциала в значительной степени определяется не только составом слоев и распределением упругих напряжений между отдельными слоями гетерокомпозиции, но и достоверностью выбора определяемых ими ширин запрещенных зон контактирующих материалов и энергии разрыва валентной зоны на границах слоев [19]. Согласно рис. 1, *b*, несимметричный характер легирования барьерных слоев твердого раствора (I и II) обуславливает неоднородный характер распределения потенциала поперек плоскости слоев структуры. Появление встраиваемого в квантовую яму неоднородного электрического поля, обуславливающего треугольный вид формы потенциала в слое кремния, приводит не только к дополнительному сдвигу уровней размерного квантования, но и к дополнительному расщеплению электронных состояний в различных неэквивалентных долинах энергетического спектра.

3. Низкотемпературные магнитотранспортные характеристики образцов

В настоящее время наиболее надежным способом, однозначно устанавливающим формирование двумерного транспортного канала в исследуемой полупроводниковой системе, является проведение измерений низкотемпературной проводимости транзисторной гетероструктуры вдоль плоскости ее слоев в магнитном поле. Измерения температурной зависимости проводимости электронов в плоскости слоев структуры, выполненные на наиболее низкоомном из исследуемых образцов (образец # 414, сопротивление $R_{xx} \approx 180 \text{ Ом}$ при $B = 0$, $T = 5 \text{ К}$) с концентрацией 2D электронов $n_s \approx 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, оцененной на основании результатов холловских измерений в слабых магнитных полях B при температуре $T = 5 \text{ К}$, показывают ее резкий спад

с понижением температуры до величины ~ 40 К, соответствующей энергии вымораживания носителей заряда в верхнем легированном барьерном слое $\text{Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$. Остаточная проводимость, наблюдаемая в этом образце при температуре < 30 К, соответствовала проводимости не захваченных на примесные уровни электронов в различных частях структуры. Последние, вероятнее всего, включают, как было показано в работе [10], наряду с двумерным кремниевым каналом и верхний легированный барьерный слой, граничащий со слоем покрывающего образец химического диоксида кремния. Дальнейшее снижение температуры образца ($T < 20$ К) приводило к слабому росту проводимости, показывая металлический характер поведения принимающей участие в транспорте электронной подсистемы.

Сопротивление других исследуемых в данной работе образцов (# 413, 402) при температурах $T < 30$ К было значительно выше (375 Ом для образца # 413 и 1030 Ом для образца # 402). Для структуры # 402 имело место вымораживание большей части носителей заряда на состояниях примесной зоны в верхнем барьерном слое вследствие формирования в структуре более мелкой квантовой ямы из-за отсутствия заметной пластической релаксации упругих напряжений в слоях твердого раствора. Согласно данным просвечивающей электронной микроскопии, выраженная трехмерная сетка дислокаций несоответствия в образце # 402 не была сформирована вследствие малой толщины буферного слоя (~ 0.1 мкм) между транспортным каналом и подложкой кремния. Рассмотренный случай соответствует кривым 2 на рис. 1, *b*, *c*. Характер распределения потенциала в образцах # 414–412 с хорошо выраженной областью пластической деформации [15] в окрестности гетерограницы между буферным слоем твердого раствора и подложкой кремния соответствует кривым 1, представленным на рис. 1, *b*, *c*.

Наиболее яркой особенностью, наблюдаемой в классически слабых магнитных полях на магнитополевых зависимостях гетероструктур $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с двумерным транспортным электронным кремниевым каналом, является эффект отрицательного магнитосопротивления (ОМС) при низких температурах. В работе [10] в магнитных полях до $B = 2$ Тл было показано, что формирование отрицательного магнитосопротивления в рассматриваемых образцах вполне может быть связано с проявлением эффекта слабой локализации в транспорте двумерных электронов по слою кремния. Характерный вид магнитополевой зависимости поправки к проводимости $\Delta\sigma = \sigma(B) - \sigma_0$, где $\sigma_0 = \sigma(B = 0)$, наблюдаемой нами в слабом магнитном поле при температуре 5 К для наиболее высокопроводящего образца # 414, представлен на рис. 2, *a*. Кривые для всех рассмотренных в настоящей работе структур получены в холловской конфигурации магнитного поля относительно направления пропускаемого по образцам тока. На рис. 2 точки типа 1 соответствуют данным, полученным в эксперименте с использованием низкотемпературной

вставки, размещаемой в дюаре с жидким гелием, на образцах, вырезанных в виде квадратного параллелепипеда, с вплавными контактами. Остальные экспериментальные данные, приведенные на рис. 2, получены в специализированном криостате жидкого растворения (Oxford Instrument) на мостиковых структурах, изготовленных в форме греческого креста по технологии, описанной в работе [10]. В нулевом магнитном поле при температуре жидкого гелия проводимость образца # 414 составляла величину $\sigma_0 = 0.0056$ Ом $^{-1}$. Линия на рис. 2, *a*, аппроксимирующая экспериментальные точки, соответствует полиномиальной кривой, показывающей квадратичную зависимость наблюдаемой поправки к проводимости $\Delta\sigma = \sigma(B) - \sigma_0$ от величины магнитного поля:

$$\Delta\sigma/\sigma_0 \approx 0.82B^2. \quad (1)$$

Полученный вид зависимости поправки к проводимости от магнитного поля указывает на то, что в рассматриваемых гетерокомпозициях с высокой плотностью электронов ($> 10^{12}$ см $^{-2}$) наблюдаемый характер поведения магнитосопротивления в общем случае может быть связан с проявлением самых разнообразных механизмов, в том числе и обусловленных существованием в системе нескольких групп носителей заряда. Это могут быть как двумерные электроны в разных расщепленных энергетических долинах зоны проводимости слоя кремния, так и электроны в верхнем барьерном слое твердого раствора. Нужно заметить, что отрицательное магнитосопротивление в слабом магнитном поле наблюдалось для большинства рассмотренных нами гетероструктур $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Наиболее характерный квадратичный вид зависимости поправки к проводимости образца от магнитного поля (1), отражающий участие в формировании эффекта ОМС нескольких групп носителей заряда, наблюдался в наиболее низкоомных образцах, изготовленных по идентичной технологии. Зависимость $\Delta\sigma(B)$, однако, могла иметь и более сложный вид. В высокоомном образце с практически нерелаксированным буферным слоем $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ поправка к проводимости $\Delta\sigma$ в слабом магнитном поле имела асимметричный относительно нуля вид (рис. 2, *b*).

Как отмечалось ранее рядом авторов, в структурах с недостаточной степенью упругой релаксации буферного слоя $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ двумерный транспортный канал в слое кремния нанометровой толщины может и не проявляться в отчетливом виде. Если в структуре # 414 релаксация упругих напряжений, согласно данным рентгенодифракционного анализа, близка к 50%, то в образцах, подобных # 402, она обычно не превышала 10%. Именно в таких структурах при температуре измерений < 20 К обычно имело место резкое нарастание сопротивления образца, иногда до мегаомных значений. Можно предположить, что наблюдаемый нами в разных образцах неидентичный характер магнитополевой зависимости поправки к проводимости, вероятнее всего, связан с неодинаковой степенью деформации

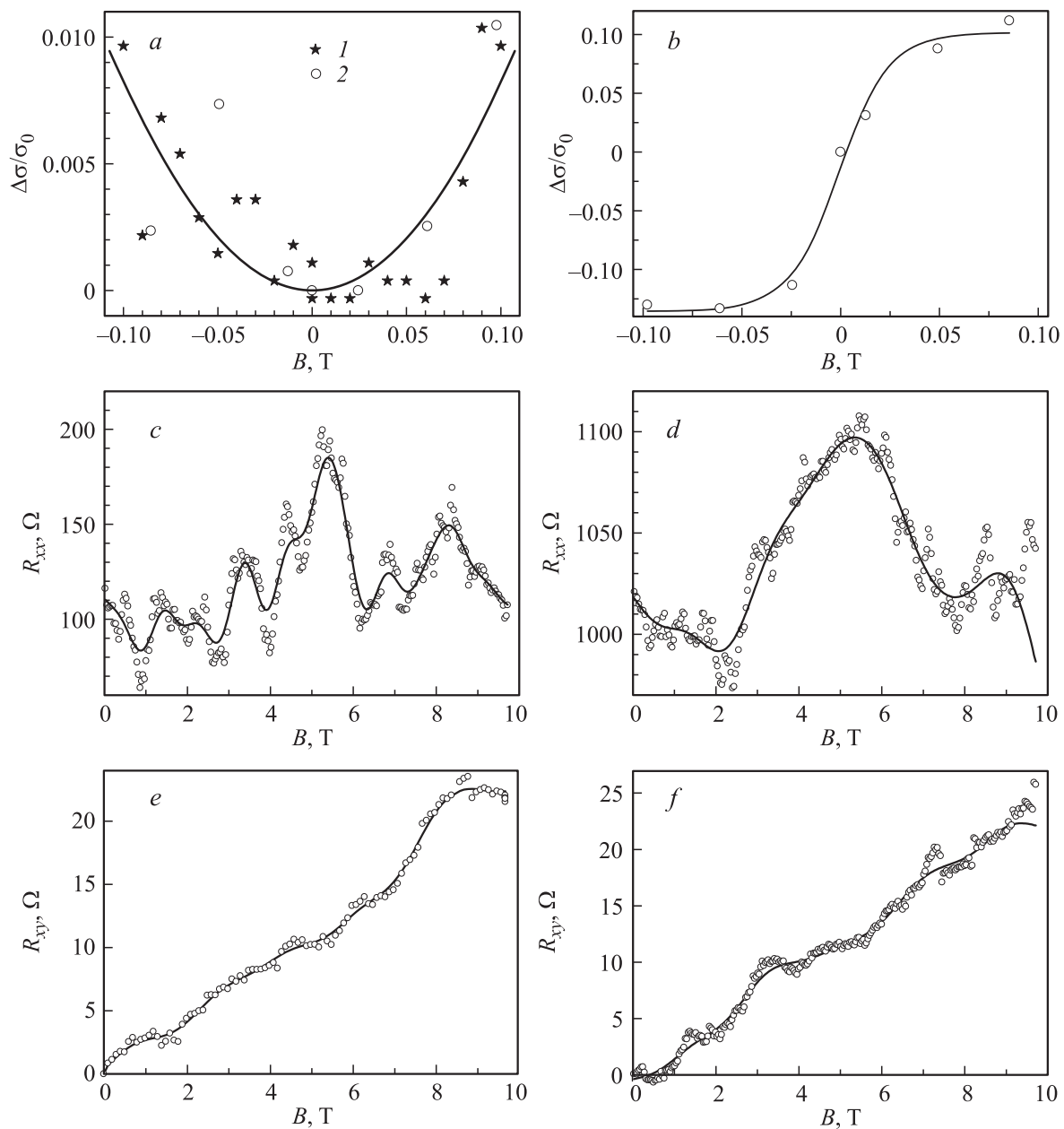


Рис. 2. Магнитопольевые зависимости проводимости образцов #414 (a) и #402 (b) при $T = 4.2$ К в слабом магнитном поле. $\sigma_0 = 0.0056$ (a) и 0.00097 Ом^{-1} (b). (c–f): холловская (e, f) и магниторезистивная (c, d) характеристики структур #414 (c, e) и #402 (d, f) в сильном магнитном поле; точки — экспериментальные данные, усредненные по 10 соседним точкам; линии получены путем сглаживания усредненных данных с использованием процедуры FFT.

слоев системы и соответственно с различным вкладом конкурирующих групп носителей заряда, участвующих в проводимости. Если в структуре # 414 доминирующую роль в транспорте играют двумерные носители заряда от двух нижних долин зоны проводимости в слое кремния, то в других образцах с транспортным каналом в менее упругонапряженном слое кремния, вероятнее всего, более существенную роль начинают играть электроны в вышележащих отщепленных долинах слоя кремния, а также электроны в соседних слоях твердого раствора.

Размерность электронного газа в транспортном канале планарной структуры наиболее надежно устанавливается в ходе измерений, проводимых в сильных магнитных полях. Низкотемпературные измерения эффекта Холла и магнитосопротивления в магнитных полях до 10 Тл были выполнены на образцах # 414 и # 402, имеющих разную степень релаксации упругих напряжений. Образцы были изготовлены в форме двойного холловского креста размером 5×2 мм. Поверхность структур покрывалась слоем химического диоксида кремния. Релаксация упругих напряжений в структурах # 414,

412 [10] составляла величину $\sim (40-50)\%$, в образце # 402 — около 10%. Высокая степень упругой деформации слоя Si, образующего транспортный канал, в образце #414 достигалась путем введения между подложкой и активной частью структуры промежуточного буферного подслоя твердого раствора градиентного состава $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$, способствующего формированию локальной области пластической деформации в окрестности гетерограницы $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y/\text{Si}(100)$. В образце # 402 такой слой отсутствовал.

Характерный вид кривых, полученных в сильных магнитных полях на образцах #414 и 402, показан на рис. 2, *b-f*. Измерения проводились в автоматическом режиме при температуре жидкого гелия в диапазоне магнитных полей от 0 до 10 Тл для положительного и отрицательного значений как магнитного поля, так и пропускаемого по образцам тока величиной 3.7 мкА. Особенностью проводимых на исследуемых образцах измерений являлся значительный разброс данных, получаемых в ходе эксперимента. Можно предположить, что наблюдаемый разброс измеряемых характеристик в изучаемых структурах связан с перераспределением электронов между параллельными транспортными каналами системы, обусловленными переключениями внешнего импульсного магнитного поля. Можно предположить, что нестабильность характеристик в структурах с высоким уровнем легирования, вероятнее всего, обусловлена формированием на границе транспортных слоев разделяющего их достаточно узкого туннельно-прозрачного потенциального барьера, приводящего к перераспределению электронов между соседними слоями структуры [12]. На рис. 2, *c-f* точками представлены уже усредненные значения измеряемых сопротивлений, усреднение проводилось по соседним 10 экспериментальным точкам. Линии на рисунках получены путем сглаживания предварительно усредненных экспериментальных данных с использованием процедуры быстрого фурье-преобразования (FFT).

Анализ приведенных на рис. 2, *c, d* осцилляционных зависимостей сопротивления от величины магнитного поля $R_{xx}(B)$ показывает заметную разницу в величине и характере поведения магнитосопротивления в образцах #414 и 402, что подтверждает сделанные в предыдущем разделе выводы об отличительных особенностях транспортных электронных каналов в этих структурах. Хорошо выраженная осцилляционная структура шубниковских осцилляций в образце #414 позволяет вполне уверенно провести оценку концентрации двумерных электронов в проводящем кремниевом канале. Проведенные для образца #414 по наблюдаемым шубниковским осцилляциям проводимости вычисления плотности концентрации двумерных транспортных электронов дают среднюю (по разным осцилляционным пикам) оценку $n_s = (e/\pi\hbar)(\Delta N/\Delta B^{-1}) \approx (1-2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что соответствует значению поверхностной концентрации электронов в данном образце, полученной из холловских измерений в слабом магнитном поле. Анало-

гичные вычисления для образца #402 дают величину $n_s \approx 0.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что указывает на вымораживание на примесные состояния основной доли свободных носителей заряда. Холловские характеристики в магнитном поле до 10 Тл для обоих образцов (рис. 2, *e, f*) показывают наличие слабо выраженных холловских ступенек, обусловленных двумерной природой части транспортных электронов, принимающих участие в проводимости системы.

Таким образом, в отсутствие стабилизации поверхностного заряда и соответствующего закрепления поверхностного потенциала на внешней границе структуры, покрытой тонким окисным слоем, высокий уровень легирования системы может приводить к появлению в ней наряду с двумерным каналом параллельного трехмерного (3D) транспортного канала, между которыми возможен обмен носителями заряда. Включение переходов между слоями системы сказывается на выходных транспортных характеристиках системы даже в отсутствие заметного разогрева носителей заряда [14]. В наших экспериментах (рис. 2) специфический характер потенциала на границе слоев изучаемых гетероструктур обуславливает эффективное перераспределение электронов между двумерным и трехмерным параллельными транспортными каналами системы, приводя в процессе проведения измерений к значительному разбросу точек на измеряемых кривых.

4. Электронный транспорт поперек плоскости слоев структуры

Трудности, связанные с проведением, а зачастую и с недопониманием результатов низкотемпературных магнитотранспортных экспериментов, заставляют искать более простые методы, которые бы не только давали однозначный ответ относительно размерности электронов и механизмов их рассеяния в транспортных каналах, но и позволяли бы проводить оценку формы и других характеристик потенциала в окрестности Si-канала транзисторной гетероструктуры $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$. Традиционно характер потенциала, равно как и распределение носителей заряда в направлении поперек плоскости слоев структуры, анализируется электрическими методами на мезадиодах. Ранее вольт-амперные характеристики (ВАХ) гетероструктуры $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/p\text{-Si}(100)$ в направлении, перпендикулярном плоскости слоев, изучались в работах [20,21] с целью получения информации о барьерных свойствах области пластической деформации (области локализации дислокационной сетки), формируемой в окрестности изотипного (анизотипного) гетероперехода $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}(100)$. Стандартные высокотемпературные измерения электрических характеристик структур поперек плоскости их слоев показывают, что вид ВАХ диодной структуры определяется как свойствами гетероперехода между $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -слоем и Si-подложкой, так и характеристиками формируемого к верхнему слою

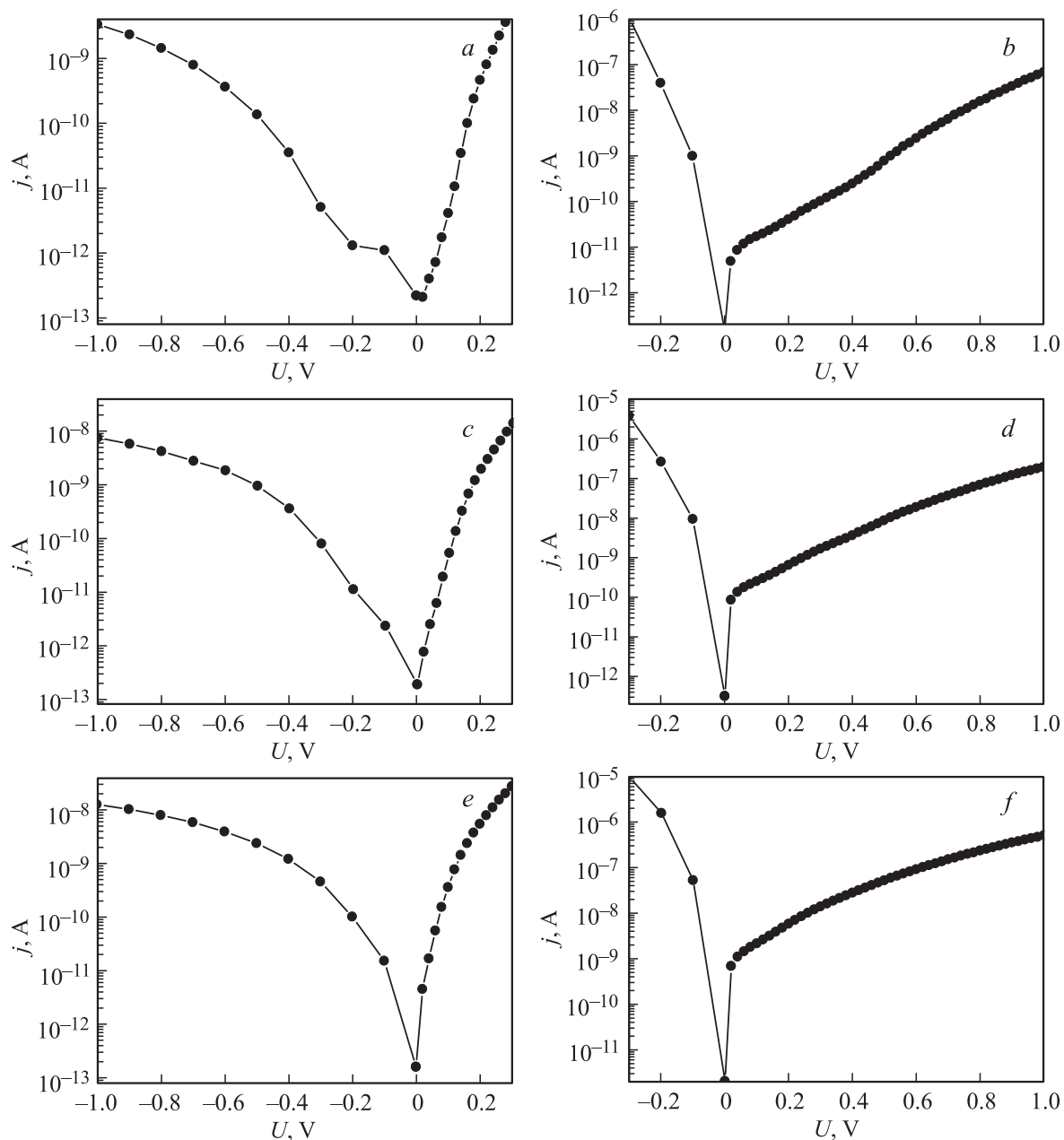


Рис. 3. Поперечные ВАХ модулированно-легированной гетероструктуры $n^+ \text{-Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}/n\text{-Si}/p\text{-Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$, измеренные на мезе 21A4 (*a, c, e*) с омическими контактами и на мезе 22C6 (*b, d, f*) с верхним контактом Шоттки при температурах 80 (*a, b*), 100 (*c, d*), 120 К (*e, f*).

$\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ Al-контакта. Довольно высокий уровень обратных токов через гетеропереход, отражающий его изоляционные свойства, чаще всего связывается с прорастающими 60-градусными дислокациями на площади контакта [20]. Свойства омического Al-контакта и контакта Шоттки к слоям $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ детально изучались в работе [22].

Гетерозатрапаксиальные структуры $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/p\text{-Si}(100)$ транзисторного типа включали в себя, кроме $n-p$ -перехода, изолирующего активную часть структуры от подложки, дополнительную последовательно включен-

ную приповерхностную область $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ с двумерным проводящим Si-каналом. При этом на границе между Si-каналом с высокой плотностью 2D электронов (рис. 1, *c*) и верхним модулированно-легированным слоем $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ при $x < 0.3$ формируется дополнительный относительно невысокий, $\sim (0.1-0.2 \text{ эВ})$, потенциальный барьер. Узость последнего при продольном транспорте электронов обуславливает принципиальную возможность проявления межслоевых электронных переходов за счет как диффузионного, так и туннельного переноса. Если в окрестности гетероперехода существу-

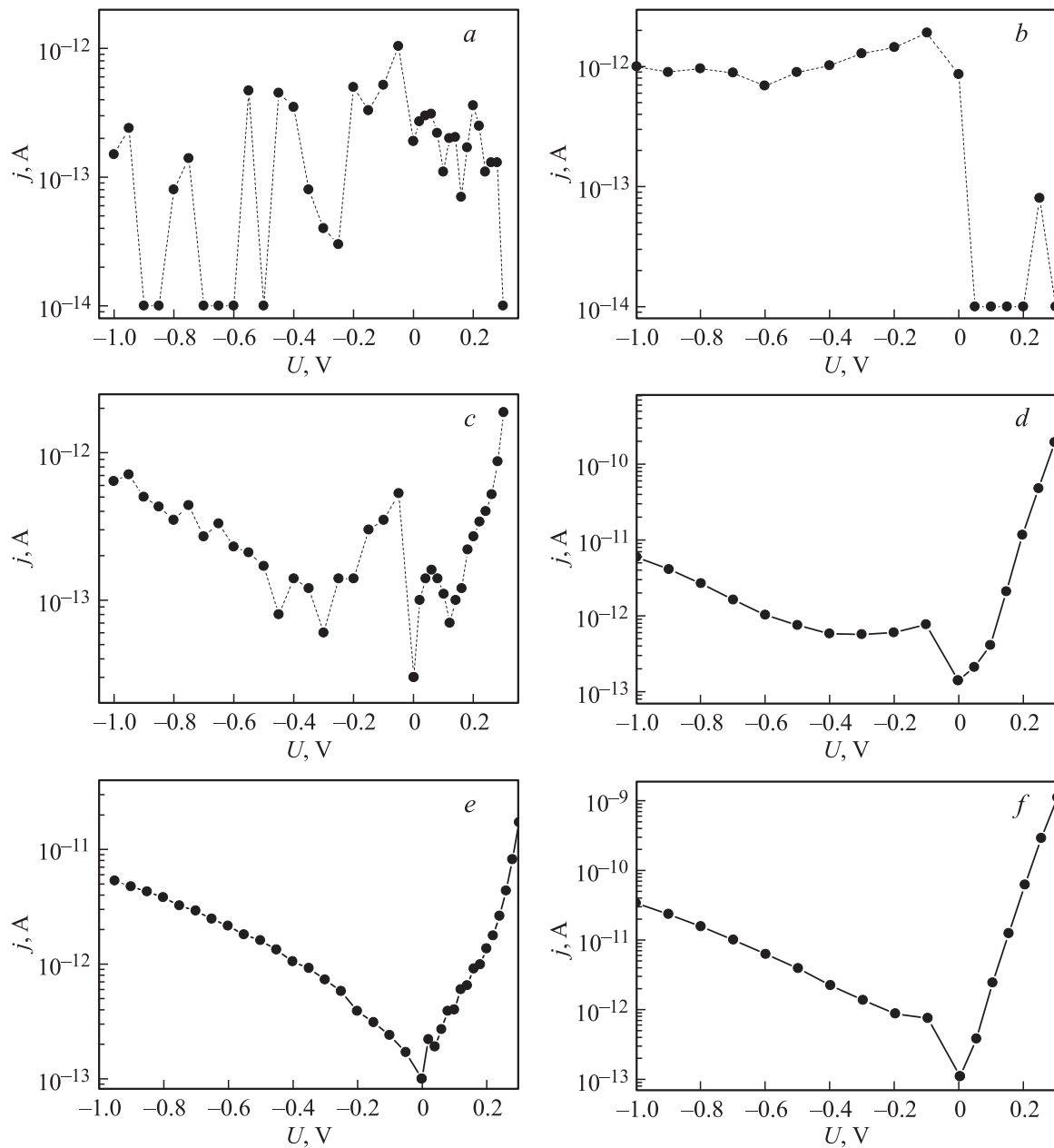


Рис. 4. Поперечные ВАХ модулированно-легированной гетероструктуры $n^+ \text{-Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}/n\text{-Si}/p\text{-Si}_{0.8}\text{Ge}_{0.2}$, измеренные на мезах 21B6 (a, c, e) и 21C6 (b, d, f) с омическими контактами при температурах 80 (a, b), 100 (c, d), 120 К (e, f).

ют локальные состояния, то они дополнительно могут приводить к резонансно-туннельному проколу структуры поперек плоскости слоев в условиях низких прикладываемых напряжений. Подобная возможность на примере закономерностей, наблюдаемых на выходных характеристиках транзисторных структур InGaAs/InAlAs, обсуждалась ранее в работах [2,14].

Данный механизм может проявляться и в кремниевых структурах транзисторного типа, например, при изучении особенностей протекания тока поперек плоскости слоев структуры, что ранее уже отмечалось в работе [23]. Возможность наблюдения падающего участка

на вольт-амперной характеристике $j(U)$ диодной гетероструктуры $n^+ \text{-SiGe}/n\text{-Si}/p\text{-SiGe}$ (образец #412), измеренной на нескольких мезах с Al-контактами, показана на рис. 3, 4. Характерный вид кривых, наблюдаемых чаще всего при температурах выше 100 К, приведен на рис. 3. Измерения проводились на мезадиодах с омическими Al-контактами (рис. 3, a, c, e) либо с верхним контактом Шоттки (рис. 3, b, d, f). Тип внешнего контакта определял (кривые на рис. 3) симметрию ВАХ [10,20] относительно прикладываемого напряжения. Влияние низкоэнергетического барьера на гетерогранице между Si-каналом и верхним барьерным слоем становится

заметным только на структурах с низкоомными омическими контактами к внешнему легированному слою твердого раствора. Эффект проявлялся при пониженной температуре в условиях предельно низкого уровня токов, протекающих по структуре и соответствующих чаще всего обратной ветви ВАХ образца, в виде слабо выраженной ступеньки тока (рис. 3, *a*) или даже участка отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП). Наблюдаемая особенность на ВАХ структуры исчезала с повышением температуры (рис. 3, *c, e*).

На ряде мезодиодов данный эффект в диапазоне температур измерения $T = 80\text{--}120\text{ К}$ был выражен существенно более резко (см. рис. 4). Эффект при этом мог наблюдаться как на обратной, так и на прямой ветви вольт-амперной характеристики диода (рис. 4, *a, c, e*). Требуемый для наблюдения эффектов пространственного туннелирования чрезвычайно низкий уровень протекающих по структуре токов соответствует уровню теплового генерационного тока, возбуждаемого в области пространственного заряда $n\text{--}p$ -перехода. В наших структурах данный уровень токов достигался только на образцах с высокоомным буферным слоем твердого раствора дырочного типа проводимости в отсутствие прокола по прорастающим 60-градусным дислокациям, плотность которых на поверхности рассматриваемых структур оценивалась по результатам металлографических исследований и была на уровне $10^3\text{--}10^5\text{ см}^{-2}$ [24].

Исследование особенностей протекания тока поперек плоскости слоев структуры, как известно, является весьма эффективным способом изучения не только локальных примесных, но и пограничных состояний, связанных с особенностями потенциала в окрестности интерфейсов транспортного канала. В нашем случае при температуре жидкого азота на ВАХ мезодиодов в ряде случаев наблюдался не один, а несколько падающих участков, что указывало на возможность залегания в окрестности интерфейса серии пограничных состояний с разной энергией активации (рис. 4, *a, c*). Можно предположить, что, вероятнее всего, локальные состояния дефектов в окрестности гетерограницы обеспечивают переход резонансным образом электронов из двумерного состояния в базовом слое кремния в трехмерное состояние в верхнем легированном контактном слое твердого раствора. При более низких температурах можно ожидать также появления дополнительных особенностей, связанных с включением в электронный транспорт электронов с нескольких квазидискретных энергетических уровней, расположенных непосредственно в квантовой яме слоя кремния.

5. Структура потенциала квантовой ямы и прилегающих к ней барьерных слоев

Для лучшего понимания природы зачастую весьма нетривиального поведения магнитотранспортных

и электрических характеристик исследуемых образцов далее проведен детальный анализ структуры потенциала в окрестности квантовой ямы, формируемой в зоне проводимости диодной гетероструктуры $n^+\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x/n\text{-Si}/p\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ ($x = 0.25$) (рис. 1, *b*). нами рассмотрены основные параметры потенциала и уровень заполнения квантовой ямы электронами в зависимости от степени релаксации упругих напряжений в слоях твердого раствора системы и уровня легирования слоев. Расчет потенциала в направлении, перпендикулярном плоскости слоев (далее — ось z) рассматриваемой гетероструктуры, проводится на базе системы уравнений квазигидродинамики и электростатики. В общем случае полная система дифференциальных уравнений, включающая квазигидродинамические уравнения непрерывности для зарядов и токов и уравнение Пуассона, записывается в следующем виде:

$$\operatorname{div}(j_e) = R_e - G_e, \quad \operatorname{div}(j_h) = R_h - G_h,$$

$$j_e = e(\mu_e n_e E_z + D_e(dn_e/dz)),$$

$$j_h = e(\mu_h n_h E_z - D_h(dn_h/dz)), \quad j = j_n + j_h + j_s,$$

$$(d\varphi^2/dz^2) = (e/\epsilon\epsilon_0)(n_e + N_A - n_h - N_D). \quad (2)$$

Здесь n_e, n_h — концентрации электронов и дырок в заданной плоскости структуры, G_e, G_h — темп генерации электронов и дырок в единице объема, вызываемой внешними, в частности тепловыми, факторами, R_e, R_h — скорости рекомбинации неравновесных носителей, j_e, j_h — плотности токов электронов и дырок, отражающие величину токов утечки в транзисторной гетероструктуре, φ — электростатический потенциал, N_A, N_D — концентрации доноров и акцепторов в слоях активной части структуры, задаваемые условиями задачи. В рамках используемого диффузионно-дрейфового приближения μ_e, μ_h — подвижности носителей заряда в отдельных слоях, E_z — компонента вектора напряженности электрического поля поперек плоскости слоев структуры, D_e и D_h — коэффициенты диффузии, связанные со значениями μ_e и μ_h соотношениями Эйнштейна. Ток смещения записывается в стандартной форме $j_s = eD_h n_{h0}/L_h + eD_e n_{e0}/L_e$, где n_{h0}, n_{e0} — равновесные концентрации неосновных носителей, L_e и L_h — диффузионные длины электронов и дырок. Основные уравнения дополнены граничными условиями, которые выбирались из условия электронейтральности и термодинамического равновесия системы на контактах. Решение приведенной выше системы дифференциальных уравнений (2) находилось численным методом с использованием схемы Гуммеля [25]. При проведении расчетов потенциала $\varphi(z)$ мы использовали приближение плоских зон в верхнем барьерном слое твердого раствора, что вполне естественно предположить, так как закрепления уровня Ферми на внешнем контакте в общем случае не происходит, а его положение определяется концентрацией заряженных поверхностных состояний. Кроме того, при моделировании учитывалась возможность размытия

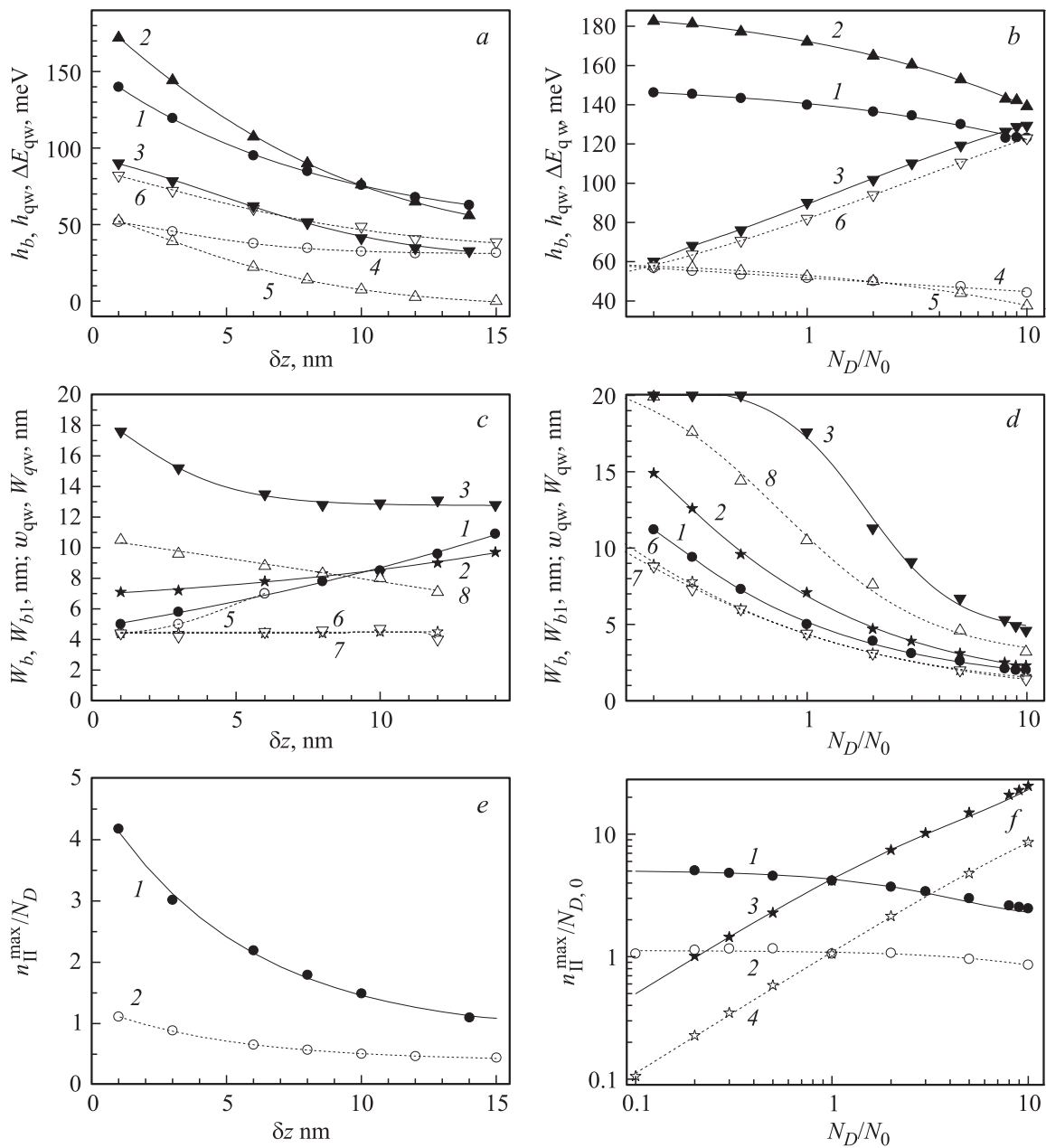


Рис. 5. Зависимости от ширины размытия гетерограниц δz (*a, c, e*) и уровня легирования N_D верхнего барьерного слоя (*b, d, f*) характерных параметров барьера на гетерогранице и квантовой ямы (см. рис. 1, *b*) для гетерокомпозиций $\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}/\text{Si}/\text{Si}_{0.75}\text{Ge}_{0.25}$ с ненапряженным ($\epsilon_{\text{Si}} = 0\%$) или максимально напряженным ($\epsilon_{\text{Si}} = 100\%$) слоем кремния толщиной 20 нм. (*a, c, e*) — уровень легирования $N_D = 10^{18} \text{ см}^{-3}$; (*b, d, f*) — фиксированная ширина размытия состава в окрестности интерфейса $\delta z = 1 \text{ нм}$. (*a, b*): высота барьера $h_b = E_2 - E_1$ (1, 4), энергетические параметры квантовой ямы $h_{qw} = E_2 - E_3$ (2, 5), $\Delta E_{qw} = E_4 - E_3$ (3, 6); (1–3) — $\epsilon_{\text{Si}} = 100\%$, (4–6) — $\epsilon_{\text{Si}} = 0\%$. (*c, d*): ширина барьера на половине его высоты $W_b(h_{b/2})$ (1, 5) и на половине глубины квантовой ямы $W_{b1}(h_{qw/2})$ (2, 6); ширина квантовой ямы на уровне энергии $E_3 + h_{qw}/2$, т.е. $w_{qw}(h_{qw}/2)$ (3, 7) и на уровне энергии E_2 , т.е. $W_{qw}(E_2)$ (8); (1–3) — $\epsilon_{\text{Si}} = 100\%$, (5–8) — $\epsilon_{\text{Si}} = 0\%$. (*e, f*): максимальная плотность электронов в Si-слое $n_{\text{II}}^{\text{max}}$, отнесенная к уровню легирования N_D верхнего слоя SiGe (1, 2) или к параметру $N_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (3, 4); (1, 3) — $\epsilon_{\text{Si}} = 100\%$, (2, 4) — $\epsilon_{\text{Si}} = 0\%$.

основного и примесного состава слоев в окрестности интерфейсов на величину $\delta z/2$ в обе стороны от границы. Предполагалось, что состав в слое, а соответственно и ряд других характеристик, напрямую связанных с составом материала, меняются по гармоническому закону. Для концентрации легирующей примеси было принято,

что она в направлении к границе слоев спадает по экспоненциальному закону, обеспечивая формирование спейсера, необходимого для снижения рассеяния электронов в канале.

Расчеты показывают, что вид потенциала в окрестности интерфейсов и характер распределения

носителей по слоям структуры в предположении, что зонные характеристики контактирующих материалов и соответствующие разрывы зон на гетерограницах для заданной степени упругой деформации слоев известны, зависят не только от степени легирования слоев, но и от характера размытия интерфейсов. В соответствии с этим важным представляется оценить, насколько в зависимости от изменения этих параметров будут меняться характеристики барьера, такие как высота $h_b = E_2 - E_1$ (см. рис. 1, *b*) и его ширина $W_b(E_{b/2})$ на полувысоте ($E_{b/2} = E_1 + h_b/2$), а также аналогичные характеристики квантовой ямы: $h_{qw} = E_2 - E_3$, $\Delta E_{qw} = E_4 - E_3$, $w_{qw}(E_2 - h_{qw}/2)$, $W_{qw}(E_2)$. Расчеты проведенные с использованием представленной выше схемы для ряда значений параметров как релаксированной ($\varepsilon_{Si} = 100\%$), так и нерелаксированной ($\varepsilon_{Si} = 0\%$) диодной гетероструктуры $n^+-Si_{1-x}Ge_x/n-Si/p-Si_{1-x}Ge_x$, представлены на рис. 1, *b*. В модели при проведении вычислений выбирались следующие значения параметров, соответствующие наиболее простой в исполнении структуры: $x = 0.25$, $N_D(I) = 10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $N_D(II) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_A(III) = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $d(I) = 40 \text{ нм}$, $d(II) = 20 \text{ нм}$, $d(III) = 100 \text{ нм}$. Базовый слой кремния считался либо напряженным ($\varepsilon_{Si} = 100\%$) — кривая 1 на рис. 1, *b*, либо ненапряженным ($\varepsilon_{Si} = 0\%$) — кривая 2 на рис. 1, *b*. В первом случае при расчетах выбирались следующие значения энергетических параметров зонной структуры контактирующих материалов: $E_g(Si_{0.75}Ge_{0.25}) = 1.07 \text{ эВ}$, $E_g(Si) = 0.93 \text{ эВ}$, $\Delta E_v(Si_{0.75}Ge_{0.25}/Si) = 56 \text{ мэВ}$. Во втором случае, ненапряженного слоя кремния, при расчетах выбирались значения $E_g(Si) = 1.1 \text{ эВ}$, $E_g(SiGe) = 0.986 \text{ эВ}$, $\Delta E_v = 0.178 \text{ эВ}$.

Проведенные вычисления характеристик барьера и квантовой ямы, формируемых в зоне проводимости в окрестности гетероперехода между верхним легированным слоем $Si_{0.75}Ge_{0.25}$ и слоем Si, для структур с разной степенью релаксации упругих напряжений ε в слоях показывают, что в рассматриваемых гетерокомпозициях с $x = 0.25$ максимальная глубина квантовой ямы для электронов, соответствующая разрыву зоны проводимости в окрестности границ $\Delta E_c \approx 180 \text{ мэВ}$, достигается в случае предельной деформации слоя кремния, т.е. для 100%-й релаксации упругих напряжений в слоях твердого раствора при пониженном (до $N_D \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$) уровне легирования и максимально резких границах (см. кривые 2 на рис. 5, *a, b*). Повышение уровня легирования системы (рис. 5, *d*) не только уменьшает ширину формируемой в слое кремния квантовой ямы (для $\delta z = 1 \text{ нм}$ с $w_{qw} = 20 \text{ нм}$ при $N_D \approx 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до $w_{qw} = 5 \text{ нм}$ при $N_D \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$), но и уменьшает ее глубину h_{qw} со 180 до 140 мэВ (кривая 2 на рис. 5, *b*). Размытие состава сплава в окрестности интерфейсов (рис. 5, *a, c*) также сказывается на характеристиках потенциальной ямы, уширяя ее при одновременном снижении ее глубины.

Асимметрия легирования структуры приводит к тому, что квантовая яма в слое кремния содержит встроенное

электрическое поле. Величину встроенного поля легко оценить, сравнивая кривые 3 (*б*) с кривыми 1 (*а*) на рис. 5, *a, b*. Для системы с $\varepsilon_{Si} = 0\%$ при концентрациях $N_D > 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ квантовая яма практически на всей ее глубине является треугольной ($E_4 > E_2$), что нужно учитывать при расчете положения в ней квантовых уровней. При значительных упругих напряжениях форма квантовой ямы в транспортном кремниевом канале является треугольной на относительно незначительной глубине ($E_4 \ll E_2$) только для концентраций $N_D < 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (см. кривые 3, 2 на рис. 5, *b, d*). Кривые, представленные на рис. 5, *a-d*, позволяют в максимально полном виде оценить характеристики формируемого потенциала как в слое кремния, так и в окрестности его интерфейсов. Треугольная форма потенциала квантовой ямы, характеризуемая величиной встроенного в квантовую яму электрического поля, определяемого в свою очередь отношением величин h_b , h_{qw} и ΔE_{qw} , обеспечивает дополнительный сдвиг уровней размерного квантования в область более высокой прозрачности барьера. Плотность носителей заряда в квантовой яме при этом может в несколько раз превышать плотность электронов в верхнем барьерном слое $Si_{0.75}Ge_{0.25}$. Отношение n/N_D , как следует из вида кривых 1 на рис. 5, *e, f*, зависит как от уровня легирования, так и от ширины интерфейсов, падая с ростом этих величин.

Согласно рис. 1, *b*, электронный кремниевый транспортный канал отделяется от верхнего легированного слоя твердого раствора потенциальным барьером треугольной формы высотой для рассматриваемой системы ($\varepsilon_{Si} = 100\%$) с резкими границами около 150–130 мэВ. Высота барьера, согласно кривым 1, 4 на рис. 5, *a, b*, зависит как от уровня легирования, так и от характера расплывания концентрации легирующей примеси в окрестности гетерограницы. Ширина барьера на его полувысоте также весьма чувствительна к уровню легирования и меняется для системы с $\delta z = 1 \text{ нм}$, $\varepsilon_{Si} = 100\%$ от 11 до 5 и 2 нм при изменении N_D от $\sim 2 \cdot 10^{17}$ до $\sim 10^{18}$ и $\sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (кривая 1 на рис. 5, *d*). Соответственно ширина барьера на уровне энергии, соответствующем середине квантовой ямы (кривая 2 на рис. 5, *d*), меняется от 15 нм при $N_D = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ до 3 нм при $N_D = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Очевидно, при ширине барьера на половине его высоты $< 3 \text{ нм}$ электроны практически беспрепятственно могут переходить с 2D состояний квантовой ямы Si на 3D состояния верхнего барьерного слоя $Si_{0.75}Ge_{0.25}$, обуславливая проявление рассмотренных выше эффектов, связанных с перераспределением электронов между слоями системы в процессе измерения электрических и магнитотранспортных характеристик системы.

6. Заключение

Анализ низкотемпературных магнитотранспортных характеристик релаксированных гетероструктур $Si/Si_{1-x}Ge_x$ с электронным транспортным каналом

в упругонапряженном слое кремния нанометровой толщины показывает, что электронный газ в системе проявляет двумерные свойства. При этом наблюдается сильная зависимость проводимости системы от степени релаксации упругих напряжений в ней. Для понимания наблюдаемых закономерностей проведен детальный расчет потенциала и характера распределения электронов по слоям структуры для образцов с различным характером деформации слоев и разным уровнем легирования. Обнаружена сильная зависимость характеристик формируемого в окрестности интерфейсов потенциала от исходных параметров системы, в частности от степени пластической релаксации упругих напряжений и уровня легирования. Формирование тонкого туннельно-прозрачного барьера в окрестности верхнего интерфейса может приводить к перераспределению электронов между 2D и 3D проводящими каналами структуры, обеспечивая разброс измеряемых транспортных характеристик образцов в ходе проведения измерений. Межслоевые туннельные переходы носителей заряда из двумерного состояния в транспортном Si-канале в трехмерные состояния кристаллической матрицы $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$, разделенные туннельно-прозрачным потенциальным барьером в окрестности гетерограницы, впервые наблюдались в условиях транспорта электронов в поперечном плоскости слоев направления.

В заключение авторы выражают глубокую признательность Ю.Н. Ноздрину за помощь, оказанную при проведении низкотемпературных измерений образцов в слабых магнитных полях, М.Н. Дроздову за проведение масс-спектрометрических измерений, Н.А. Алябиной за подготовку образцов к измерениям и участникам семинара отдела физики полупроводников ИФМ УрО РАН за обсуждение результатов работы и интерес, проявляемый к проводимым исследованиям.

Работа выполнялась в рамках сотрудничества между Российской и Венгерской академиями наук (проект № 18) и при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 08-02-97017, 12-02-31567), федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 годы, шифр заявок 2011-1.2.1-12-000-2013-095 и 2012-1.3.1-12-000-2003-031 (№ 8543).

Список литературы

- [1] Z.S. Gribnikov, K. Hess, G.A. Kosinovsky. *J. Appl. Phys.*, **77**, 1337 (1995).
- [2] K.Y. Jang, T. Sugaya, C.K. Hahn, M. Ogura, K. Komori, A. Shinoda, K. Yonei. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 701 (2003).
- [3] M. Dyakonov, M. Shur. *Phys. Rev. Lett.*, **71**, 2465 (1993).
- [4] K. Ikeda, Y. Yamashita, A. Endoh, T. Fukano, K. Hikosaka, T. Mimura. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **23**, 670 (2002).
- [5] S.H. Olsen, K.S.K. Kwa, L.S. Driscoll, S. Chattopadhyay, A.G. O'Neill. *IEE Proc. Circuits, Devices & Syst.*, **151**, 431 (2004).
- [6] J. Halstedt, M. von Haartman, P.E. Hellstrom, M. Ostling, H.H. Radamsson. *IEEE Electron. Dev. Lett.*, **27**, 466 (2006).
- [7] G. Eneman, E. Simoen, R. Delhougne, P. Verheyen, R. Loo, M.K. De. *Appl. Phys. Lett.*, **87**, 192 112 (2005).
- [8] K.W. Ang, K.J. Chui, V. Bliznetsov, C.H. Tung, A. Du, N. Balasubramanian, G. Samudra, M.F. Li, Y.C. Yeo. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 093 102 (2005).
- [9] E.B. Olshanetsky, V. Renard, Z.D. Kvon, J.C. Portal, N.J. Woods, J. Zhang, J.J. Harris. *Phys. Rev. B*, **68**, 085 304 (2003).
- [10] Л.К. Орлов, Z.J. Horvath, М.Л. Орлов, А.Т. Лончаков, Н.Л. Ивина, L. Dobos. *ФТТ*, **50**, 317 (2008).
- [11] T.G. Yugova, V.I. Vdovin, M.G. Milvidskii, L.K. Orlov, V.A. Tolomasov, A.V. Potapov, N.V. Abrosimov. *Thin Sol. Films*, **336**, 112 (1999).
- [12] S. Luryi, A. Kastalsky, A.C. Gossard, R.H. Hendel. *IEEE Trans. Electron. Dev.*, **ED-31**, 832 (1984).
- [13] P.M. Mensz, P.A. Garbinski, A.Y. Cho, D.L. Sivco, S. Lurie. *Appl. Phys. Lett.*, **57**, 2558 (1990).
- [14] М.Л. Орлов, Л.К. Орлов. *ФТП*, **43**, 679 (2009).
- [15] L.K. Orlov, S.V. Ivin, A.V. Potapov, T.N. Smyslova, L.M. Vinogradsky, Z.J. Horvath. *Microelectronics J.*, **36**, 518 (2005).
- [16] E.P. O'Reilly. *Semicond. Sci. Technol.*, **4**, 121 (1989).
- [17] R. People, J.C. Bean, D.V. Lang, A.M. Sergent, H.L. Stormer, K.W. Wecht, R.T. Lynch, K. Baldwin. *Appl. Phys. Lett.*, **45**, 1231 (1984).
- [18] G. Abstreiter, H. Brugger, T. Wolf. *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2441 (1985).
- [19] M.M. Rieger, P. Vogl. *Phys. Rev. B*, **48**, 14 276 (1993).
- [20] Л.К. Орлов, J.Z. Horvath, А.В. Потапов, М.Л. Орлов, С.В. Ивин, В.И. Вдовин, Э.А. Штейнман, В.М. Фомин. *ФТТ*, **46**, 2069 (2004).
- [21] L.K. Orlov, Z.J. Horvath, N.L. Ivina, V.I. Vdovin, E.A. Steinman, M.L. Orlov, Yu.A. Romanov. *Opto-Electronics Rev.*, **11**, 169 (2003).
- [22] Zs.J. Horváth, M. Ádám, I. Szabó, L.K. Orlov, A.V. Potapov, V.A. Tolomasov. *Appl. Surf. Sci.*, **234**, 54 (2004).
- [23] L.K. Orlov, A.A. Mel'nikova, M.L. Orlov, N.A. Alyabina, N.L. Ivina, V.N. Neverov, Zs.J. Horvath. *Physica E: Low-Dimensional System & Nanostructures*, **51**, 87 (2013).
- [24] М.Л. Орлов, В.А. Толомасов, А.В. Потапов, В.И. Вдовин. *Изв. вузов. Материалы электронной техники*, № 2, 30 (1998).
- [25] Е.А. Рындин. *Методы решения задач математической физики* (М., 2004).

Редактор Л.В. Шаронова

Features of electron transport in relaxed Si/Si_{1-x}Ge_x transistor heterostructures with high doping level

M.L. Orlov^{+*}, Zs.J. Horvath[•], N.L. Ivina⁺,
V.N. Neverov[#], L.K. Orlov^{+*}

⁺ Nizhny Novgorod State Technical University
n.a. R.A. Alexeev,

603950 Nizhny Novgorod, Russia

^{*} Institute for Physics of Microstructures,

Russian Academy of Sciences,

603950 Nizhny Novgorod, Russia

[#] Institute for Physics of Metals,

Ural Branch of Russian Academy of Sciences,

620990 Yekaterinburg, Russia

[•] Obuda University,

Institute of Microelectronics and Technology,

Budapest, Hungary

Abstract The low-temperature electrical and magnetotransport characteristics of partially relaxed Si/Si_{1-x}Ge_x heterostructures with two-dimensional electron channel (concentration $n_s \geq 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) in an elastically strained silicon layer of nanometer thickness have been studied. The detailed calculation of the potential and of the electrons distribution in layers of the structure was carried out to understand the phenomena observed. The dependence of the tunneling transparency of the barrier separating the 2D and 3D transport channels in the structure, was studied as a function of the doping level, the degree of boundaries blurring, layer thickness, degree of relaxation of elastic stresses in the layers of the structure. Tunnel characteristics of the barrier between the layers were manifested by the appearance of a tunneling component in the current–voltage characteristics of real structures. Instabilities, manifested during the magnetotransport measurements using both weak and strong magnetic fields are explained by the transitions of charge carriers from the two-dimensional into three-dimensional state, due to interlayer tunneling transitions of electrons.