

# Аномалии электрических характеристик Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>-гетероструктур с транспортным электронным каналом в слоях Si

© Л.К. Орлов, Z.J. Horvath\*, М.Л. Орлов, А.Т. Лончаков\*\*, Н.Л. Ивина, L. Dobos\*

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

\* Research Institute for Technical Physics and Materials Science, Hungarian Academy of Sciences,  
Budapest, H-1525 Hungary

\*\* Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620041 Екатеринбург, Россия

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

(Поступила в Редакцию 26 апреля 2007 г.)

Исследуются особенности электрофизических характеристик упруго-напряженных Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> ( $x < 0.2$ ) плоскостных гетерокомпозиций со структурой модуляционно-легированного полевого транзистора. Амплитуда узкой ( $\sim 6$  nm) квантовой потенциальной ямы в Si-слое предположительно сопоставляется с амплитудой флуктуационного потенциала, обуславливающего появление наномасштабных неоднородностей в Si-канале. Рассматриваемые структуры характеризуются при изменении плотности электронов в Si-канале фазовым переходом от диэлектрического к металлическому типу проводимости. В магнитотранспортных измерениях структуры с металлическим типом проводимости демонстрируют проявление отрицательного магнитосопротивления (ОМС) как для продольного, так и для поперечного направления магнитного поля относительно протекающего по структуре тока. Анализ магнетопольевой зависимости показал доминирующий вклад в ОМС эффекта слабой локализации. Особенности проявлялись и в электрических измерениях диодных характеристик исследуемых структур. В частности, на вольт-фарадных характеристиках структур наблюдались хорошо выраженные резонансные особенности, возможно связанные с существованием в двумерной неоднородной пленке наряду с двумерными носителями заряда также одномерных и квазиульмерных включений.

Настоящая работа выполнялась в рамках программы совместных научных исследований, проводимых между Российской и Венгерской академиями наук (проект № 15) и при частичной поддержке РФФИ (№ 01-02-16778). Образцы выращивались при финансовой поддержке ИНТАС (Ref. No: 96-0580).

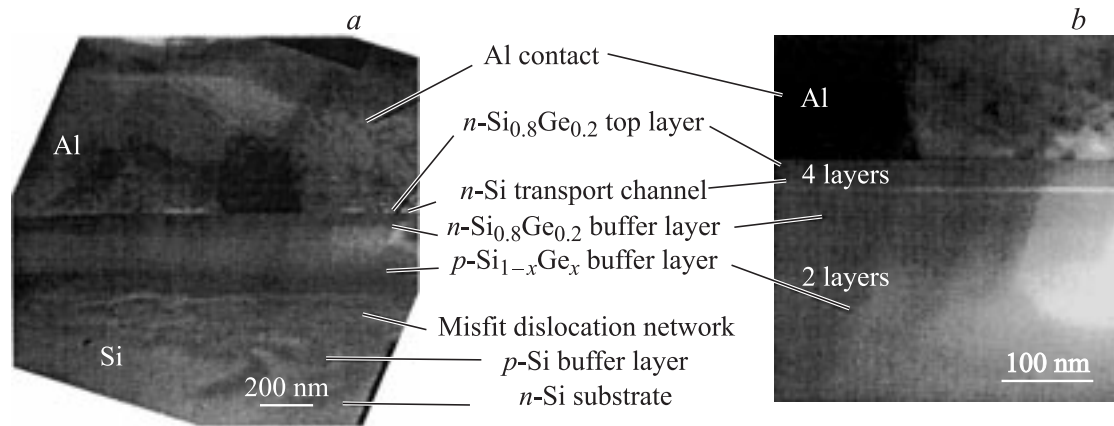
PACS: 73.40.-c, 73.40.Lq

## 1. Введение

В последние годы предпринимаются значительные усилия по развитию технологии выращивания и исследованию характеристик планарных напряженных эпитаксиальных гетерокомпозиций Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> со структурой полевого транзистора. Целью проводимых работ является, однако, не только достижение предельно высоких параметров, создаваемых на их основе приборов традиционного типа, но и наблюдение в них новых явлений, которые могли бы быть использованы в устройствах преобразования электромагнитных сигналов сверхвысокой частоты. Примером этого могут служить, в частности, попытки наблюдения резонансных коллективных эффектов в двумерной электронной плазме полевого транзистора для генерации и детектирования излучения терагерцевого диапазона частот [1].

Рассматривается также идея использования неоднородного (в идеале периодического) потенциала в плоскости транспортных слоев, создаваемого упругими деформациями, потенциалом дислокаций либо зарядами на внешней границе псевдоморфной планарной гетероструктуры с развитой морфологией поверхности, с целью формирования в двумерных каналах структуры

областей с более низкой, чем 2, размерностью электронов. Формируемые вследствие различных причин в плоскости двумерного слоя частично изолированные области наноразмерного масштаба, характеризующиеся квазиульмерными состояниями электронов в них, могут быть связаны друг с другом в пределах двумерного слоя различными каналами переноса заряда. Электронный транспорт по неоднородной пленке может осуществляться как за счет туннелирования электронов, так и вследствие переноса носителей заряда по узким одномерным каналам, соединяющим изолированные друг от друга области локализации заряда в пленке. Очевидно, что создание подобных систем с программируемой архитектурой флуктуационного потенциала в двумерном канале транзисторной структуры может послужить прообразом интегральных схем наноэлектроники уже в ближайшем будущем. Простейшими примерами подобных систем на сегодняшний день являются: окисленный нанопористый кремний, образующий в матрице диоксида кремния цепочки связанных туннелированием нульмерных Si-гранул [2]; поверхностные одномерные и двумерные дифракционные решетки, формирующие в приповерхностном двумерном канале сверхрешеточные состояния [3]; мезопористые структуры, образующие на пересечении



**Рис. 1.** Данные просвечивающей электронной микроскопии для поперечного скола структуры (образец № 412). *a* — общий вид скола структуры, *b* — сечение приповерхностного  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -слоя, содержащего Si-транспортный канал.

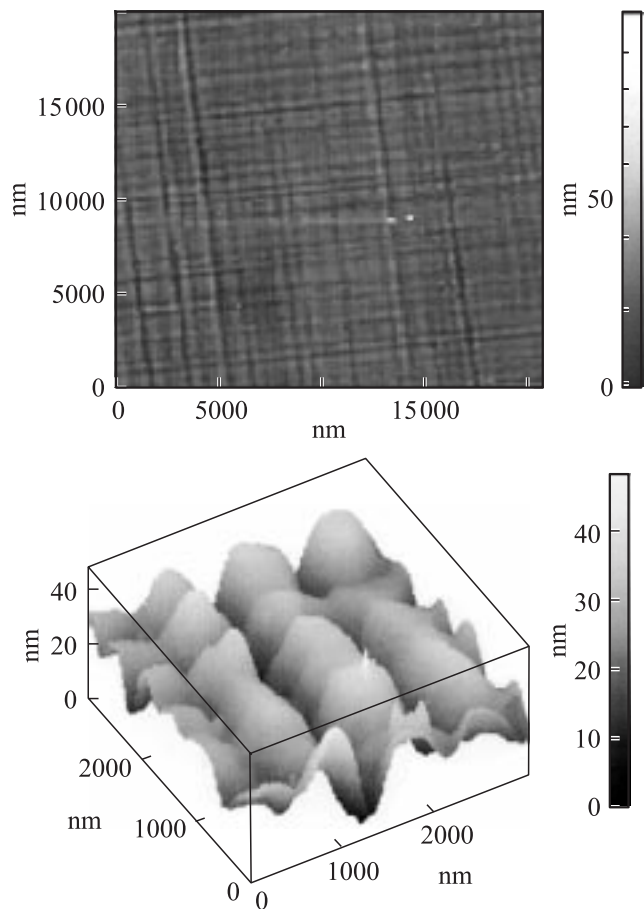
двумерного проводящего слоя с узкими перегородками пористой структуры массивы квазиуменьшенных объектов либо двумерные сетки проводящих квантовых нитей [4]; двумерные квантовые сверхрешетки, построенные на базе плоских регулярных массивов однородных квантовых точек, связанных туннелированием.

Наряду с обсуждением различных способов формирования встраиваемых в кристалл наноразмерных элементов определенный интерес представляют также контроль параметров флуктуационного потенциала и диагностика спектра локализованных и делокализованных состояний, связанных с ним. Развиваемые методы могут быть использованы и для контроля реальных приборных гетерокомпозиций, где наноструктурированные включения часто играют специальную роль, но в ряде случаев могут выступать и как нежелательные элементы структуры.

В настоящей работе предлагается обсудить некоторые особенности, наблюдаемые в поведении электронных характеристик транзисторной структуры (MODFET) с относительно мелким электронным транспортным каналом, формируемым в кремниевом слое гетероструктуры  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ . Транспортный канал в Si-пленке формируется путем релаксации упругих напряжений в буферном  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -подслое при введении между буфером и подложкой трехмерной сетки дислокаций несоответствия. Поверхностная плотность линейных дислокаций в пределах локализации дислокационной сетки по данным металлографического анализа составляла  $(6-9) \cdot 10^7 \text{ cm}^{-2}$ . Применение данной процедуры, как известно, является наиболее слабым звеном используемой технологии. Формирование под активным слоем структуры неоднородной плотности дислокаций, легко прослеживаемой методами сканирующей дислокационной фото- либо катодоллюминесценции [5], обуславливает в слою очередь появление в канале транзистора развитого флуктуационного потенциала.

## 2. Образцы, использованные в эксперименте, и технология их приготовления

В настоящей работе в слабых полях изучаются электрические и электрофизические характеристики электронного газа сильно напряженной модулированно-легированной гетероструктуры  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  (образцы № 404–414) с Si-транспортным каналом. Образцы, имеющие структуру полевого транзистора, выращивались комбинированным  $\text{Si-GeH}_4$ -МБЕ-методом [6] на подложке  $\text{Si}(100)$  и содержали в объеме  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -слоя  $\{L_2 = L_2^{\text{top}} + L_2^{\text{bottom}} = (30 + 200) \text{ nm}\}$ , выращенного в свою очередь на буферном подслое  $p\text{-Si}_{1-y}\text{Ge}_y$  ( $L_1 = 300 \text{ nm}$ ) градиентного состава ( $y = 0-x$ ;  $x \approx 0.18 \pm 0.01$ ), кремниевый транспортный канал. Состав в слоях контролировался методом рентгенодифракционного анализа. Область покрывающего канал сверху  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -надслоя толщиной  $L_2^{\text{top}} \approx 30 \text{ nm}$  легировалась фосфором до концентрации  $3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  с толщиной спейсера вблизи верхней границы канала порядка 6 nm. Толщина канала  $d_{\text{Si}}$ , определенная по данным ростового эксперимента (по скорости роста Si), оценивалась на уровне 6 nm. Структура исследуемых образцов и отдельные их характеристики обсуждались в [7,8]. Все структуры были выращены при одинаковых условиях и отличались друг от друга только типом (*n* или *p*) проводимости используемого материала подложки и наличием (№ 410–414) либо отсутствием (№ 404–409) варизонного буферного  $\text{Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ -подслоя толщиной порядка  $0.3 \mu\text{m}$  между Si-подложкой и буферным слоем  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  постоянного состава, на котором выращивался кремниевый транспортный канал. Вид поперечного сечения гетероэпитаксиальной структуры № 412, полученный методом просвечивающей электронной микроскопии (ТЕМ), представлен на рис. 1. Оценка толщины канала по данным ТЕМ без учета переходных областей также дает величину  $d_{\text{Si}} = 6 \text{ nm}$ . Толщина покрывающего



**Рис. 2.** Данные сканирующей зондовой микроскопии для поверхности образца № 412 при различной степени увеличения.

канал нелегированного слоя Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> составляет по данным ТЕМ величину, немного превышающую 30 нм.

Формируемые в объеме структуры значительные упругие напряжения приводят к заметной шероховатости как границ канала, так и внешней поверхности образца. Морфология последней изучалась методами металлографии и сканирующей зондовой микроскопии (СРМ). По данным металлографического анализа на поверхности образцов наблюдалась резкая морфологическая сетка, связанная с линиями проскальзывания дислокаций несоответствия. Плотность наклонных прорастающих дислокаций, выходящих на поверхность, оцененная по полосам и ямкам травления, составляла величину  $\sim 1 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$ . Регулярная морфологическая сетка, наблюдаемая на поверхности этого же образца, со средним расстоянием между соседними линиями проскальзывания плоскостей порядка 600 нм изучалась также методом СРМ и представлена на рис. 2. Масштаб шероховатости поверхности в образцах достигал 20–30 нм, что сопоставимо с толщиной Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>-надслоя, расположенного в приповерхностной области структуры.

Поверхностный заряд, накапливаемый по границам морфологической сетки, создает в канале флуктуаци-

онный потенциал, обуславливая заметную неоднородность системы. Очевидно, что указанная особенность рассматриваемых гетерокомпозиций может проявляться прежде всего в транспортных измерениях, приводя, с одной стороны, к снижению подвижности двумерных электронов в структуре, с другой — к формированию в плоскости слоя дополнительных локализованных состояний. Квантовая яма для электронов в слое кремния в гетероструктуре Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> возникает вследствие междолинного расщепления состояний в зоне проводимости при аксиальном упругом воздействии релаксированного Si<sub>1-y</sub>Ge<sub>y</sub>-буфера на кремниевый слой. В отсутствие в системе пластической деформации (в нашем случае образцы № 404–408) транспортный канал в слое кремния не образуется. Традиционно для приборных приложений рассматриваются достаточно глубокие потенциальные ямы, возникающие на переходе Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> с  $x \geq 0.25$ . Однако изготовление подобных структур с низкой плотностью прорастающих дислокаций требует применения более прецизионной, чем используемая нами, ростовой технологии. Изготовленные нами образцы по структуре формирования слоев и составу твердого раствора ( $x \leq 0.2$ ) в некоторой степени подобны структурам, рассмотренным в других работах, но имеющим уменьшенную толщину транспортного канала. Это приводит, с одной стороны, к более резко выраженному влиянию шероховатостей границ и флуктуаций состава в барьерных слоях на транспортные характеристики электронов в столь узком канале, с другой стороны, к дополнительному уменьшению эффективной глубины квантовой ямы за счет более сильного сдвига энергетических уровней вследствие эффекта пространственного ограничения.

Для проведения электрофизических измерений на базе выращенных структур образцы были приготовлены в геометрии двойного холловского креста с омическими контактами на основе Ti/Pd/Au. Поверхность структуры для стабилизации характеристик покрывалась слоем химического окисла. Для проведения электрических измерений, в том числе для профилирования распределения потенциала поперек плоскости структуры, были изготовлены матрицы мезадиодов с верхним алюминиевым омическим либо выпрямляющим контактом Шоттки. Особенности технологии изготовления Al-контактов к Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>-слоям описаны в работе [7].

### 3. Проводимость электронного газа в Si-канале

Несмотря на относительно низкое содержание германия в барьерных слоях ( $x = 0.18$ ), измерения в слабых магнитных полях для образцов № 410–414 в температурном интервале ниже 30 К показали наличие конечной электронной проводимости в кремниевом транспортном канале малой ( $d_{\text{Si}} < 10 \text{ нм}$ ) толщины. На основании электрофизических измерений для рассматриваемой серии образцов нами были оценены (табл. 1)

**Таблица 1.** Характеристики образцов, измеренные для нескольких температур

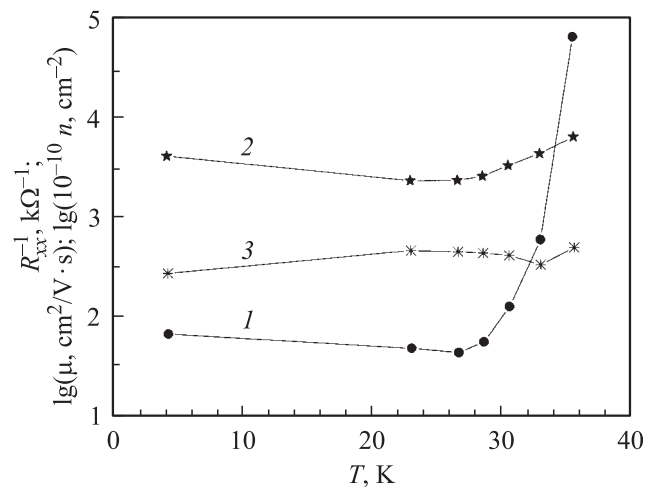
№: 410 $n(4.2\text{ K}), \text{ cm}^{-2}: 5.7 \cdot 10^{11}$ $\mu(4.2\text{ K}), \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s} 3010$		412 $4 \cdot 10^{12}$ 2900		414 $2.73 \cdot 10^{12}$ 4170	
$T, \text{ K}$	$\sigma, \Omega^{-1}$	$T, \text{ K}$	$\sigma, \Omega^{-1}$	$T, \text{ K}$	$\sigma, \Omega^{-1}$
29.5	0.000314	35.6	0.00352	30.5	0.00208
25.6	0.000312	33.8	0.00358	26.6	0.00162
21.45	0.0003	4.2	0.00451	23	0.00166
4.2	0.000276	1.4	0.00454	4.2	0.00182

двумерная плотность носителей заряда  $n$  ( $\text{cm}^{-2}$ ) в транспортном канале и значения холловской подвижности  $\mu$  ( $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ ) электронов. Для ряда использованных образцов (№ 412–414) измеряемая плотность электронов в канале  $n$  (табл. 1) принимала достаточно высокие значения  $n > 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ , превышающие критическую концентрацию  $n_{\text{cr}} \approx (1-2) \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ , характерную для фазового перехода металл–диэлектрик в электронной подсистеме инверсионных слоев кремния [9]. Рассматриваемые образцы проявляют металлический тип проводимости, на что указывает наблюдаемый с понижением температуры в диапазоне (25–1.5) К слабый рост как подвижности носителей заряда, так и проводимости в целом (см. например, рис. 3 и табл. 1). В табл. 1 представлены также данные по проводимости для образца № 410 с меньшей ( $n < 1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) плотностью носителей заряда в канале. Характер температурной зависимости для образца № 410 показывает диэлектрический тип проводимости структуры в области низких температур. Сопоставление характеристик рассматриваемых образцов показывает, что критическая концентрация электронов, соответствующая фазовому переходу металл–диэлектрик в напряженных гетероструктурах, может значительно превосходить значение  $n_{\text{cr}}$ , наблюдаемое для Si-MOP-транзисторов (MOP — металл-окисел-полупроводник) с двумерным инверсионным каналом [9].

Гетероструктуры, обладающие как диэлектрическим, так и металлическим типом проводимости в диапазоне низких температур, широко обсуждаются в настоящее время в связи с проблемой локализации и делокализации электронных состояний в двумерных структурах в условиях фазового перехода металл–диэлектрик. Несмотря на то, что основные детали данного эффекта к настоящему времени достаточно хорошо изучены на примере кремниевого полевого транзистора с инверсионным каналом [10,11], до последнего времени сохраняется интерес к исследованию этого эффекта в напряженных модулированно-легированных гетероструктурах Si(Ge)/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> [12–16] как с дырочным, так и электронным транспортными каналами. Повышенный интерес к электронным структурам Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> с

двумерными слоями кремния связан прежде всего с простотой спектра электронов в них по сравнению со спектром электронов в Si-инверсионном канале. Одноосная деформация поперек плоскости структуры снимает междолинное вырождение в энергетическом спектре электронов слоя Si. Структура нижних состояний двумерной зоны проводимости в Si-квантовой яме характеризуется двукратно вырожденным однодолинным энергетическим спектром с изотропной массой  $m^* \approx 0.19m_0$ . Кроме того, в рассматриваемой электронной подсистеме по сравнению с дырочным кремнием менее выражены спиновые эффекты, существенно усложняющие вид магнитопольных зависимостей. Оценка времени релаксации импульса по величине измеренной подвижности электронов дает значение  $\tau_p = \mu m^*/e \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ s}$ . С учетом оценки скорости электрона на уровне Ферми для образца № 412 с подвижностью  $\mu \approx 2.9 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$  и поверхностной концентрацией электронов в канале  $n \approx 4 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  имеем  $E_F = \pi n \hbar^2/m^* \approx 50 \text{ meV}$ . Скорость электронов на поверхности Ферми соответственно равна  $V_F = (2E_F/m^*)^{0.5} = (\hbar/m^*) (2\pi n)^{0.5} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ , что несколько превышает величину дрейфовой скорости электронов, достигаемую в сильных электрических полях и равную  $V_{\text{sat}} \approx (1-2) \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ .

Так как уровень Ферми проходит одновременно и по состояниям примесной зоны в барьерных слоях, можно предположить, что в рассматриваемых структурах высота потенциального барьера для электронов не превышает энергии ионизации мелких донорных центров. Эта высота  $E_D$  составляет примерно 30 meV при общей глубине потенциальной ямы в слое кремния  $E_{\text{QW}} = E_1 + E_F + E_D \approx 0.13 \text{ eV}$ , что согласуется с расчетами, проведенными в работе [17], где приведена оценка  $E_{\text{QW}} \approx 0.15 \text{ eV}$ . Здесь  $E_1 = \pi^2 \hbar^2/2m^* d_{\text{Si}}^2 \approx 56 \text{ meV}$  — положение первого уровня размерного квантования в квантовой яме.

**Рис. 3.** Температурные зависимости проводимости (1) и холловских характеристик образца № 414 (2 — подвижность, 3 — поверхностная концентрация).

Предполагая скорость электронов в кремниевом канале близкой к максимальной величине  $V_{dr} \approx V_{sat}$ , для длины свободного пробега электронов имеем  $l_p^{max} = V_{dr} \tau_p \approx 30$  nm. Для реализации эффекта размерного квантования электронов в слое кремния, однако, вполне достаточно, чтобы величина  $l_p$  была сравнима с шириной транспортного канала  $l_p^{min} \geq d_{Si}$ . Величина  $l_p^{max}$ , соответствующая минимальному уровню концентрации рассеивающих центров в объеме Si-слоя, дает оценку для  $N_a(Si) \approx 4 \cdot 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>. Для источника кремния (КДБ-1), использованного нами при эпитаксиальном росте слоя и формирующего Si-транспортный канал, фоновая концентрация бора в кремнии не превышает величину  $N_a \sim 1.5 \cdot 10^{16}$  cm<sup>-3</sup>. Обычно она даже меньше вследствие имеющего место неполного переноса атомов бора от источника к подложке ( $K_B < 1$ ) в процессе выращивания пленки сублимационным методом. Таким образом, проведенная оценка характерной длины релаксации импульса электрона показывает, что основным рассеивающим фактором в рассматриваемой структуре является рассеяние не на фоновой примеси, а на шероховатостях интерфейсов и флуктуациях потенциала как в транспортном канале, так и в прилегающих к каналу барьерных слоях.

#### 4. Магнитополевая зависимость электронной проводимости Si-канала

Дополнительную информацию о механизмах и характерных длинах рассеяния электронов в канале, а также о размерности газа носителей заряда можно получить из анализа магнитополевых зависимостей проводимости системы. Это особенно важно для структур с высокой плотностью электронов в условиях низких температур, когда эффективно рассеяние как на дефектах структуры, так и вследствие межэлектронных соударений. Поэтому в сильно напряженных гетероструктурах с очень узкими (< 10 nm) и одновременно мелкими потенциальными ямами, а именно такие и рассматриваются в настоящей работе, выявление конкретных механизмов рассеяния представляет первостепенную задачу. В таких системах с глубоко проникающими в барьерные слои хвостами волновых функций электронов, локализуемых в квантовой яме наряду с рассеянием на короткодействующем потенциале фоновой примеси существенную роль в рассеянии электронов будет играть также рассеяние в окрестности границ канала на флуктуациях состава барьерных слоев и на дальнедействующем потенциале примеси, легирующей барьерные слои.

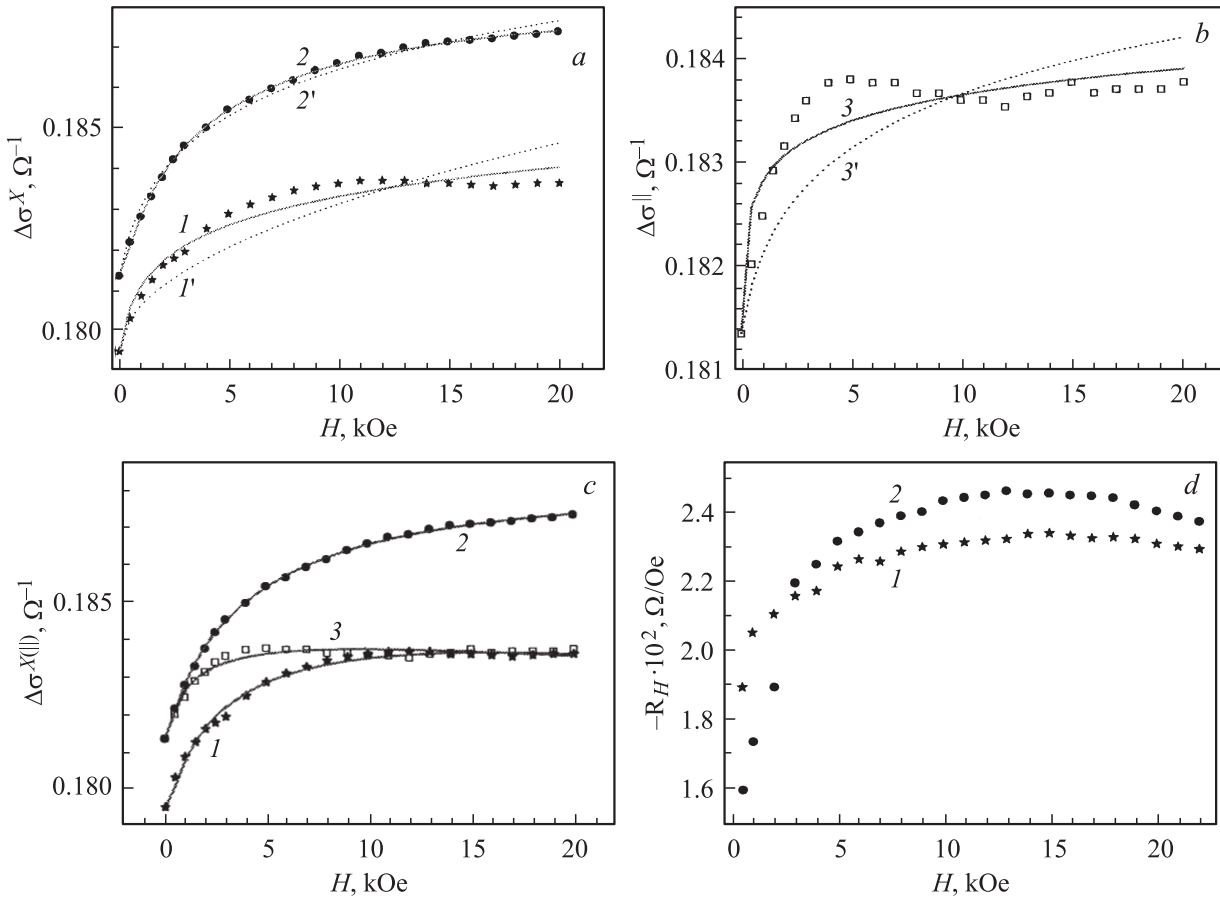
Наиболее яркой особенностью, наблюдаемой на магнитополевых зависимостях исследуемых нами гетероструктур Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>, является возникновение при низких температурах в классически слабых магнитных полях ( $\omega_c \tau_p \ll 1$  соответствует в нашем случае неравенству  $H \ll 35$  kOe) отрицательного магнитосопротив-

ления (ОМС) как для холловской, так и продольной (||) конфигурации магнитного поля относительно направления тока.

При анализе низкотемпературной проводимости наибольший интерес вызывают поправки, связанные с квантовыми эффектами и дающие информацию о характере рассеяния и взаимодействия электронов. Наиболее часто в эксперименте эти поправки характеризуются квадратичным видом зависимости сопротивления образца от напряженности магнитного поля [18–20]. Этот факт обычно связывается либо с проявлением эффектов межэлектронного взаимодействия либо с рассеянием электронов на дальнедействующем потенциале флуктуаций заряженной примеси как в барьерных слоях, так и на внешней поверхности. Однако наибольший интерес в магнитотранспортных экспериментах чаще всего вызывают эффекты квантовой интерференции и возможность их использования для тестирования степени беспорядка в канале и для изучения структуры границ транспортных каналов и границ мезоскопических проводников [15]. В рассматриваемых нами гетероструктурах локализационные эффекты, возможно, играют повышенную роль, на что, в частности, указывает отношение кулоновской энергии взаимодействия  $E_C$  к энергии Ферми  $r_s = E_C/E_F = m^* e^2 / 4\pi^2 \epsilon \hbar^2 n^{0.5}$  порядка  $r_s = 0.5$ . Здесь  $\epsilon = 12\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная слоя кремния. Полученная оценка величины  $r_s$  указывает на то, что корреляционные поправки в ОМС в рассматриваемых образцах могут играть даже меньшую роль, чем эффекты слабой локализации, несмотря на высокую плотность электронов в транспортном канале структуры.

Рассмотрим более детально характерный вид магнитополевых зависимостей с целью попытаться оценить вклад локализационных эффектов в поправках к проводимости системы. Результаты измерений проводимости одного из изучаемых образцов в зависимости от магнитного поля для двух значений температуры и двух конфигураций его расположения относительно направления магнитного поля представлены символами на рис. 4, а–с. По внешнему виду наблюдаемые кривые аналогичны магнитополевым зависимостям, имеющим место в полевых транзисторах с инверсионным каналом [10,11]. Однако между электронами, находящимися в инверсионном канале кремниевого транзистора, и двумерными электронами в Si-канале модулированно-легирующей гетероструктуры Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> существуют значительные различия, связанные с существованием в гетеросистемах на основе кремния и германия значительных упругих напряжений и обусловленного ими флуктуационного потенциала. С целью выявления вклада эффекта слабой локализации двумерных электронов в формирование ОМС образцов нами была проведена аппроксимация экспериментальных кривых простейшими теоретическими зависимостями с минимальным числом подгоночных параметров.

В области повышенной концентрации электронов проводимости в канале, соответствующей металличе-



**Рис. 4.** Зависимости магнитосопротивления (*a*–*c*) и постоянной Холла (*d*) образца № 412 от магнитного поля при  $T = 4.2$  (*1*) и  $1.6$  К (*2, 3*) при продольной (кривые *3* (*b, c*)) и поперечной холловской (кривые *1, 2* (*a, c*)) ориентации магнитного поля относительно направления тока. Точками представлены экспериментальные зависимости магнитосопротивления образца, линиями — аппроксимирующие их теоретические кривые, рассчитанные по формулам (1) — кривые  $1'–3'$  (*a, b*), (2) — кривые  $1, 2$  (*a*), (3) — кривая  $3$  (*b*), (4) — кривые  $1–3$  (*c*) с коэффициентами, представленными в табл. 2.

ской фазе проводимости, естественно предположить, что электрон-электронное взаимодействие, ответственное за рост проводимости с понижением температуры, будет играть доминирующую роль и в формировании вида магнитопольных зависимостей. Слагаемое  $\Delta\sigma_{\text{cor}}(H)$ , ответственное за ОМС образца и обусловленное электрон-электронным взаимодействием, характеризуется, соглас-

но теории, корневой зависимостью его величины от магнитного поля [18–21]:

$$\Delta\sigma_{\text{cor}} = \sigma_0(H/\hat{H})^{0.5}. \quad (1)$$

В качестве характерного для данной структуры магнитного поля  $\hat{H}$  удобно выбрать величину  $\hat{H} = 1$  Т, хотя

**Таблица 2.** Значения коэффициентов в формулах (1)–(4), аппроксимирующих экспериментальные зависимости на рис. 4

Рисунок (кривая)	$\alpha \cdot 10^2, \Omega^{-1}$	$H_{\varphi}^{\perp}, \text{kOe}$	$H_{\varphi}^{\parallel}, \text{kOe}$	$L_{\varphi}^{\perp}, \mu\text{m}$	$L_{\varphi}^{\parallel}, \mu\text{m}$	$\tau_{\varphi}^{\perp} \cdot 10^{12}, \text{s}$	$\tau_{\varphi}^{\parallel} \cdot 10^7, \text{s}$	$\beta \cdot 10^3 \Omega^{-1} \text{kOe}^{-1}$
4, <i>a</i> ( <i>1</i> )	0.105	0.272		0.153		4		
4, <i>a</i> ( <i>1'</i> )								1.14
4, <i>c</i> ( <i>1</i> )	0.359	0.772		0.091		1.4		–1.73
4, <i>a</i> ( <i>2</i> )	0.181	0.64		0.1		1.7		
4, <i>a</i> ( <i>2'</i> )								1.53
4, <i>c</i> ( <i>2</i> )	0.3678	0.947		0.082		1.16		–1.1978
4, <i>b</i> ( <i>3</i> )	0.0179		0.017		224		83	
4, <i>b</i> ( <i>3'</i> )								0.683
4, <i>c</i> ( <i>3</i> )	0.0639		0.196		19.4		0.625	–0.828

это и не принципиально, так как при расчетах используется параметр  $\beta = \sigma_0/H^{0.5}$ . Итерационная процедура по методу сопряженных градиентов с использованием формулы (1) позволяет наилучшим образом подобрать (табл. 2) коэффициент  $\beta$ , согласующий экспериментальную и теоретическую зависимости. Результаты измерений, проведенных на структуре № 412, для двух температур — 4.2 и 1.6 К и двух, относительно направления тока, конфигураций магнитного поля — поперечной (холловской) и продольной ( $\parallel$ ) — представлены на рис. 4. Результаты расчетов по формуле (1) для образца № 412 представлены пунктирными линиями на рис. 4, *a, b* (кривые 1'–3'). Видно, что формула (1) для всех случаев, представленных на рис. 4, достаточно плохо согласуется с наблюдаемыми экспериментальными зависимостями.

Для выявления реальных механизмов, обуславливающих наблюдаемое в образцах ОМС, в соответствии со сделанными выше замечаниями относительно соотношения между кулоновской энергией и энергией межэлектронного взаимодействия оценим роль в формировании ОМС рассматриваемых структур эффекта слабой локализации. Последняя в общем случае записывается в интегральной форме [22], что делает ее весьма неудобной для проведения итерационной процедуры. Поэтому представим выражение для поправки  $\Delta\sigma_{\text{loc}}$  в простейшем виде, соответствующем транспорту двумерных носителей заряда в электронном диффузионном канале. Для холловской конфигурации магнитного поля [21–23].

$$\begin{aligned} \Delta\sigma_{\text{loc}}^{\perp}(H) &= (e^2/2\pi^2\hbar) \ln\{1 + (L_{\phi}^{\perp}/L_H)^2\} \\ &= \alpha \ln(1 + H/H_{\phi}^{\perp}), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $H$  — величина магнитного поля,  $L_H = (c\hbar/eH)^{0.5}$  — магнитная длина (при  $H \approx 10$  кОе величина  $L_H \approx 26$  нм, т.е.  $L_H \approx l_p^{\text{max}}$ ),  $L_{\phi}^{\perp} = (4D\tau_{\phi}^{\perp})^{1/2}$  — характерный масштаб дефазировки электронной подсистемы,  $D = 0.5V_F l_p$  — коэффициент диффузии в электронном диффузионном канале,  $V_F$  — скорость электрона на поверхности Ферми,  $\tau_{\phi}^{\perp}$  — время сбоя фазы волновой функции электрона, определяемое через значение параметра  $H_{\phi}^{\perp}$  следующим образом:  $\tau_{\phi}^{\perp} = \hbar c/4DeH_{\phi}^{\perp}$ . Величина  $L_{\phi}^{\perp}$  совпадает с характерной длиной, на которой происходит релаксация энергии электронов, например, вследствие межэлектронных соударений. Для продольного магнитосопротивления выражение для поправки к двумерной проводимости, ответственной за ОМС, имеет, согласно [24], вид

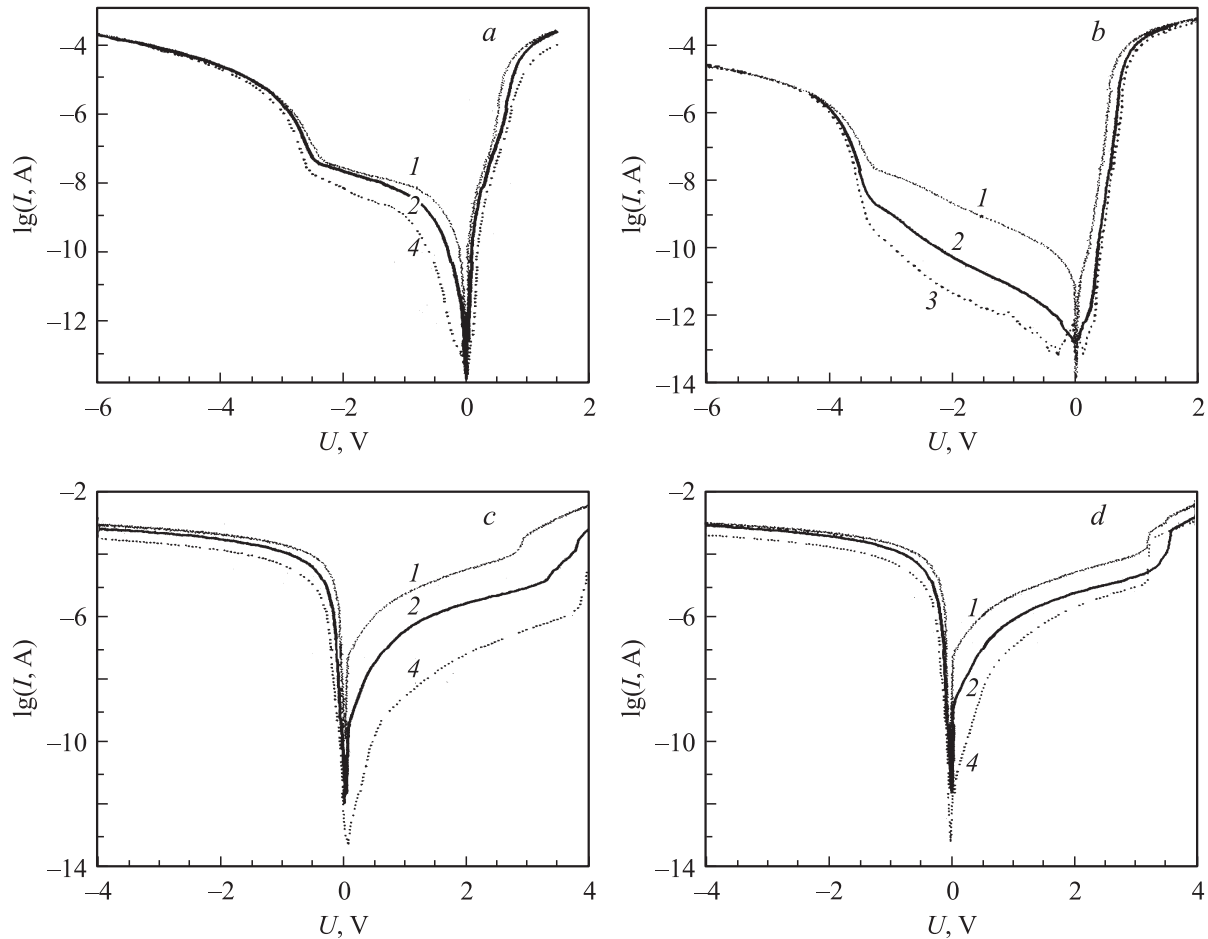
$$\begin{aligned} \Delta\sigma^{\parallel}(H) &= (e^2/2\pi^2\hbar) \ln(1 + \tau_{\phi}^{\parallel}/\tau_H) \\ &= \alpha \ln\left\{1 + (H/H_{\phi}^{\parallel})^2\right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\tau_{\phi}^{\parallel} = (3c^2\hbar^2)/\{D(eH_{\phi}^{\parallel}d_{\text{Si}})^2\}$ ,  $d_{\text{Si}}$  — толщина квантовой ямы в слое Si. Используемая формула справедлива при  $L_H \gg d_{\text{Si}}$ , т.е. во всем диапазоне рассматриваемых магнитных полей  $H < 20$  кОе.

Результаты расчетов по формулам (2), (3) представлены на рис. 4, *a, b*. Найденные с помощью итерационной процедуры значения коэффициентов  $\alpha$  и  $H_{\phi}^{\perp(\parallel)}$ , входящие в формулы (2) и (3), приведены в табл. 2. Анализ кривых на рис. 4, *a, b* показывает, что поправка к проводимости двумерных электронов логарифмического вида приводит к лучшему согласию теоретических и экспериментальных кривых, чем рассмотренная выше корневая зависимость. Этот факт указывает на эффективность проявления в магнитопольных зависимостях механизма слабой локализации электронов в Si-канале даже в условиях металлической фазы проводимости системы. Однако полного согласия экспериментальных зависимостей с расчетными кривыми достичь как в том, так и другом случае не удается, что указывает на необходимость привлечения для анализа результатов эксперимента более сложных теоретических моделей.

В изучаемых гетероструктурах Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub> полевого транзистора, вообще говоря, нельзя исключать из внимания возможность появления в образцах проводимости по дополнительным параллельным каналам. Проводимость в этих каналах может осуществляться, в том числе, и трехмерными электронами, локализуемыми в области барьерных Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>-слоев в примесной зоне, что объясняет, в частности, относительно низкие наблюдаемые значения холловской подвижности электронов в структуре. На возможность транспорта электронов по параллельным каналам указывает и наблюдаемая на эксперименте аномальная зависимость постоянной Холла от магнитного поля. Наблюдаемый аномальный рост холловской постоянной —  $R_H(H)$  с увеличением магнитного поля (рис. 4, *d*) в образце № 412 указывает на уменьшение концентрации проводящих электронов в образце, что может приводить к появлению в структуре положительной компоненты магнитосопротивления. Причина понижения концентрации в проводящем канале остается до конца неясна. Можно попытаться объяснить наблюдаемый эффект увеличением туннельной проницаемости барьеров при включении магнитного поля. Электроны из квантовой ямы в этом случае более эффективно захватываются состояниями ионизованных донорных центров, расположенных в приграничных областях барьерных слоев, понижая тем самым электронную концентрацию в квантовой яме и обуславливая в свою очередь появление положительной компоненты в магнитосопротивлении образца.

Если предположить, что транспорт электронов в структуре происходит как минимум по двум каналам, то при заданном напряжении  $U = El$  между истоком и стоком полный ток в структуре  $I = Sj$  ( $j = \sigma E$ ) можно представить в виде суммы двух токов  $I_1 = S_1 j_1$  ( $j_1 = \sigma_1 E$ ) и  $I_2 = S_2 j_2$  ( $j_2 = \sigma_2 E$ ), где  $j_1$  — плотность тока в двумерном Si-канале с сечением  $S_1 = Wd_1$ ,  $j_2$  — плотность тока в паразитном канале с сечением  $S_2 = Wd_2$  (далее будем полагать электроны в этом канале трехмерными). Из условия  $I = I_1 + I_2$  следу-



**Рис. 5.** Вольт-амперные характеристики образца № 412 с внешним Al-контактом. *a, b* — меза-диоды 1A4 (*a*), 1B6 (*b*) с омическим контактом; *c, d* — меза-диоды 2B5 (*c*) и 2C4 (*d*) с контактом Шоттки. *T*, К: 1 — 160, 2 — 120, 3 — 100, 4 — 80.

ет  $d\sigma = d_1\sigma_1 + d_2\sigma_2$ , где  $d = d_1 + d_2$ . Выражение для поправки к проводимости образца, описывающей ее зависимость от магнитного поля, в этом случае можно представить в виде  $\Delta\sigma(H) = \delta_1\Delta\sigma_1(H) + \delta_2\Delta\sigma_2(H)$ , где  $\delta_{1(2)} = d_{1(2)}/d$ .

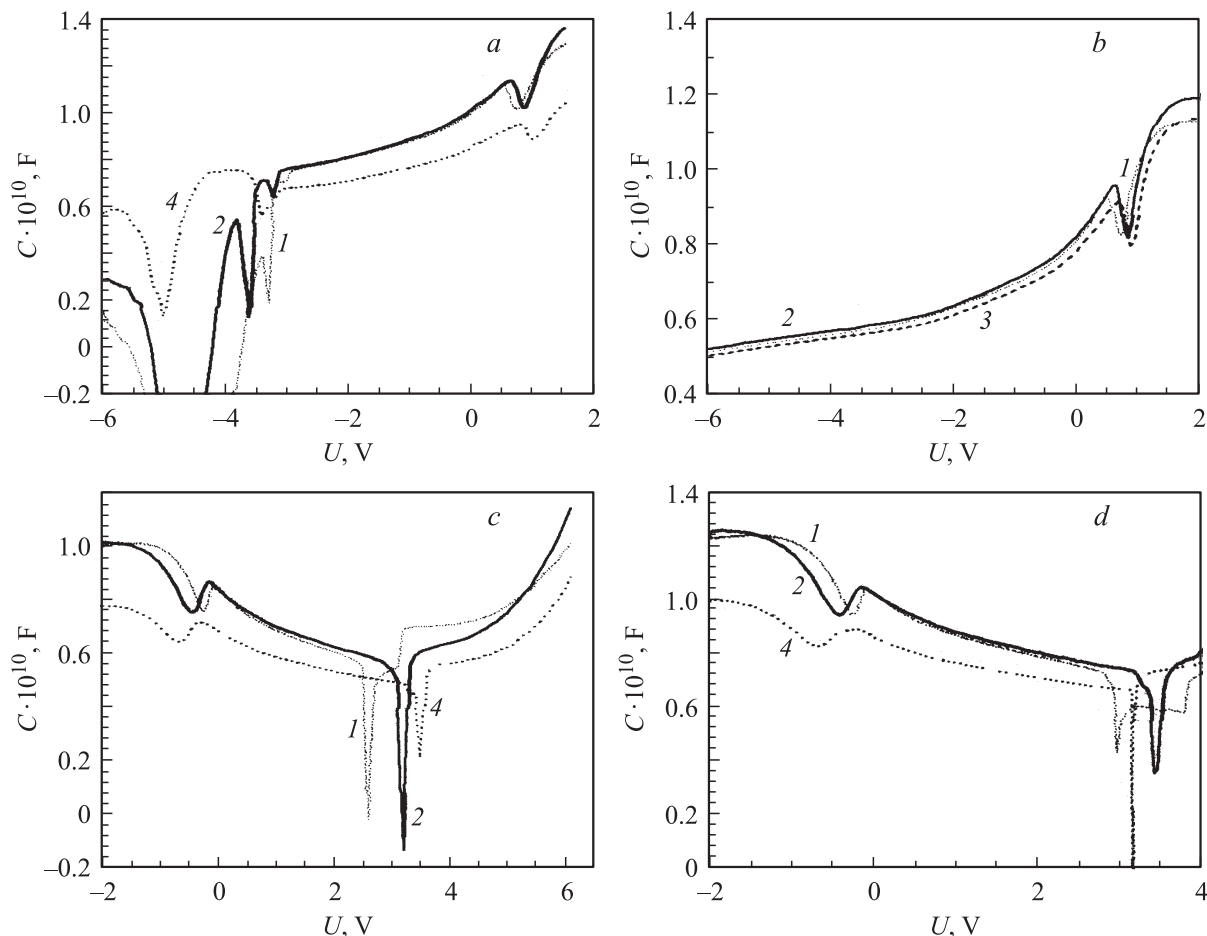
На основании проведенных выше оценок будем считать, что локализационная поправка к проводимости, имеющая логарифмический вид, играет главную роль в формировании ОМС двумерных электронов в основном транспортном канале. Тогда  $\delta_1\Delta\sigma_1^{X(\parallel)}(H) = \alpha \ln\{f(H/H_\phi^\perp(\parallel))\}$ , где вид функции  $f(z)$  определяется выражением под логарифмом в формулах (2), (3) в зависимости от направления магнитного поля. Для трехмерных электронов в дополнительном параллельном канале зависимость проводимости от поля для большинства известных механизмов имеет корневой вид, аналогичный (1). В этом случае измеряемая экспериментально поправка к проводимости  $\Delta\sigma^{X(\parallel)}(H)$  образца для поперечной (продольной) ориентации магнитного поля относительно направления тока принимает вид

$$\Delta\sigma^{X(\parallel)}(H) = \alpha \ln\{1 + (H/H_\phi^\perp(\parallel))^{1(2)}\} + \beta(H)^{0.5}. \quad (4)$$

Результаты итерационной процедуры по трем параметрам  $\alpha, \beta, H_\phi^\perp(\parallel)$  представлены на рис. 4, *c*. Соответствующие значения параметров приведены в табл. 2. Видно, что в этом случае достигается наилучшее (в пределах точности измерений) согласие теоретических кривых с экспериментальными зависимостями. Согласно проведенным расчетам, несмотря на высокую плотность носителей заряда в Si-канале, ОМС образца связано исключительно с проявлением эффекта квантовой интерференции. Поправки к проводимости, связанные со вторым слагаемым в формуле (4), принимают отрицательные значения, т.е. вносят вклад только в положительное магнитосопротивление системы.

Из найденных значений коэффициентов  $H_\phi^\perp(H_\phi^\parallel)$  (табл. 2) можно оценить характерные длины и времена сбоя фазы двумерного электрона. Исследование холловской конфигурации показывает, что характерное время сбоя фазы двумерных электронов в образце  $\tau_\phi^\perp \sim 10^{-12}$  s, что соответствует характерным длинам сбоя фазы в двумерном канале в пределах 100 nm. Анализ кривых 1, 2 на рис. 4, *a, c* показывает, что с понижением температуры время сбоя фазы несколько





**Рис. 6.** Вольт-емкостные характеристики образца № 412 с внешним Al-контактом. *a, b* — меза-диоды 1A4 (*a*), 1B6 (*b*) с омическим контактом; *c, d* — меза-диоды 2B5 (*c*) и 2C4 (*d*) с контактом Шоттки. *T, K*: 1 — 160, 2 — 120, 3 — 100, 4 — 80.

уменьшается (табл. 2), возможно, вследствие увеличения роли межэлектронного взаимодействия и возрастания эффективности электрон-электронного рассеяния, обуславливающего релаксацию энергии электронов. Оценка характерных времен  $\tau_{\phi}^{\parallel}$  и длин  $L_{\phi}^{\parallel}$  по измеренным значениям продольного магнитосопротивления дает значения, превышающие на несколько порядков аналогичные величины, полученные на основании холловских измерений (табл. 2).

## 5. Электрические характеристики структур при поперечном транспорте

Характер распределения потенциала, равно как и распределение носителей в направлении поперек плоскости слоев структуры, традиционно анализируется электрическими методами и, в частности, методом CV-профилирования с использованием меза-диодов с контактом Шоттки. Исследование свойств контакта Шоттки к поверхности транзисторной гетероструктуры  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x/\text{Si}$  представляет интерес и при его ис-

пользовании в качестве затвора полевого транзистора вместо традиционно используемого для этой же цели МОП-диода. При внешнем омическом контакте вольт-амперная характеристика (ВАХ) структуры определяется свойствами  $n-p$ -перехода на границе верхнего  $n\text{-Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ -слоя, содержащего Si-транспортный канал, и  $p\text{-Si}_{1-y}\text{Ge}_y$ -варизонного буферного слоя, изолирующего рабочую область структуры от подложки (рис. 5). Уровень обратных токов через  $n-p$ -переход, отражающий его изоляционные свойства, связан с проколом  $n-p$ -перехода по прорастающим  $60^\circ$  дислокациям и их числом на площади контакта  $S = 0.8 \times 0.8 \text{ mm}^2$ . Развитая трехмерная дислокационная сетка на границе буферный слой-подложка исключает влияние нижнего  $p-n$ -перехода на электрические характеристики структуры. Введение последовательно включенного с  $n-p$ -переходом барьера Шоттки принципиально сказывается на ВАХ структуры, вид которой в этом случае полностью определяется инжекционными свойствами контакта металл-полупроводник. Более детально свойства Al-контакта Шоттки к слою  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  были рассмотрены ранее в работе [25].

Более информативным обычно является анализ вольт-фарадных характеристик (ВФХ) системы. Последние наиболее часто используются для профилирования распределения потенциала и концентрации носителей по глубине изучаемой структуры, что требует, однако, проведения трудоемких численных вычислений. Вид ВФХ образца № 412, измеренных на частоте 1 МГц на тех же мезах, что и ВАХ, представлен на рис. 6. Наиболее удивительные особенности, наблюдаемые на полученных кривых, связаны с появлением резонансов на ветвях ВАХ, соответствующих протеканию обратных токов через диодную структуру. Расширение области пространственного заряда обратно-смещенного внутреннего  $p-n$ -перехода (рис. 5, 6, *a, b*) либо внешнего барьера Шоттки (рис. 5, 6, *c, d*) ведет к появлению особенностей на ВФХ, связанных, вероятнее всего, с включением в ОПЗ двумерного транспортного канала, характеризующего высокой плотностью носителей заряда.

Согласно современным представлениям [26–28], включение гетероперехода в область пространственного заряда (ОПЗ) структуры может приводить к аномальному поведению ВФХ структуры. Введение в ОПЗ двумерного слоя приводит, однако, обычно к формированию на ВФХ характерной полочки, получившей название „моттовского“ плато [26,27]. Появление резонансных особенностей на ВФХ обычно связывают с включением в базу диода областей локализованных состояний, что на примере структур с квантовыми точками обсуждалось, например, в работах [29,30].

Появление локализованных состояний в рассматриваемых нами транзисторных структурах наиболее естественно связать с флуктуационным потенциалом в транспортном канале структуры. Характерный масштаб формируемых неоднородностей обсуждался нами выше и составлял по оценкам величину порядка 30 нм, что вполне допускает возможность образования внутри транспортного канала квазиуменьшенных включений, приводящих к накоплению в них заряда. Таким образом, появление резонансных особенностей на ВФХ структуры может свидетельствовать в пользу формирования в двумерном канале нетривиальной системы наномасштабных областей, связанных с потенциалом флуктуаций заряда и обуславливающих появление дополнительных локализованных состояний в энергетическом спектре рассматриваемой электронной подсистемы.

Необходимо заметить, что обсуждаемые резонансные особенности на ВФХ наблюдались только на отдельных меза-диодах. Их отсутствие на изучаемых характеристиках (см., например, рис. 6, *b*) естественно объяснить проколом тонкого транспортного канала по прорастающим дислокациям, плотность которых в изучаемых образцах достаточно велика. Влияние сетки дислокаций несоответствия в структуре на вид ВФХ структуры рассматривалось в работе [25]. Анализ диодных характеристик, проведенный на базе более простых гетерокомпозиций, не содержащих транспортный двумерный Si-канал, показал, что наличие области релаксации упругих

напряжений в структуре, равно как и включение в ОПЗ гетероперехода, не приводят к появлению резонансных особенностей на ее электрических характеристиках.

## 6. Заключение

В работе экспериментально изучены гетероструктуры  $\text{Si}/\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $x < 0.2$ ) с электронным каналом проводимости в упруго напряженном слое кремния. Впервые показано, что даже для относительно невысокого процентного содержания германия в буферном слое ( $x < 0.2$ ) накопленной упругой энергии в системе достаточно, чтобы при ее релаксации могла быть сформирована потенциальная квантовая яма в узком (порядка 6 нм) слое кремния. Следствием использования узкого транспортного канала является усиление вклада рассеяния на дефектах пограничных областей, что приводит к особенностям транспортных характеристик электронов. Для исследуемых гетерокомпозиций показано, что изменение плотности электронов в канале позволяет легко перейти от диэлектрического к металлическому типу проводимости при изменении концентрации электронов в слое в пределах  $(0.5-1) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

Впервые обнаружено, что сильное рассеяние электронов в канале при низкой температуре обеспечивает проявление в магнитотранспортных измерениях эффекта ОМС с доминирующей компонентой, имеющей логарифмический характер зависимости поправки к проводимости от величины магнитного поля. Данный эффект указывает на возможность реализации структур, для которых эффект слабой локализации двумерных носителей заряда проявляется на магнитопольных зависимостях в условиях металлической фазы проводимости. Данный эффект проявляется как для холловской, так и продольной конфигурации магнитного поля, и обладает при этом хорошо выраженной анизотропией, присущей двумерным системам.

При исследовании электрических характеристик изучаемых объектов нами подробно изучено аномальное поведение полевых зависимостей, проявляющееся в возникновении резонансных особенностей на ВФХ системы. Анализ электрических характеристик диодных структур показал, что в двумерной неоднородной пленке наряду с двумерными носителями заряда, в принципе, одновременно могут существовать одномерные и квазиуменьшенные включения. Последние характеризуются резонансной плотностью состояний и вполне могут в данных структурах являться эффективными центрами захвата электронов.

Авторы благодарят сотрудников Научно-исследовательского физико-технического института Нижегородского государственного университета (Нижегород) В.А. Толмачова, Н.А. Алябину, А.В. Потапова, Р.А. Рубцову, содействовавших выращиванию образцов, и сотрудников института технической физики и материаловедения (RITP&MS) Венгерской академии наук (Будапешт) V. Rakovics, A.L. Toth, F. Riesz, Z. Paszti за оказанную помощь в характеристике их свойств.

## Список литературы

- [1] X.G. Peralta, S.J. Allen, M.C. Wanke, N.E. Harff, G.A. Simmons, M.P. Lilly, J.L. Reno, P.J. Burke, J.P. Eisenstein. *Appl. Phys. Lett.* **81**, 1627 (2002).
- [2] Е.С. Демидов, В.В. Карзанов, В.Г. Шенгуров. *Письма в ЖЭТФ* **67**, 794 (1998).
- [3] А.А. Кастальский, А.Х. Хусаинов. *ФТП* **4**, 1198 (1970).
- [4] L.K. Orlov, N.L. Ivina, N.A. Alyabina, B.N. Zvonkov, E.S. Demidov. *Phys. Stat. Sol. (c)*, **195**, 981 (2003).
- [5] J.L. Shi, L.K. Nanver, K. Grimm, C.C.G. Visser. *Thin Solid Films* **364**, 254 (2000).
- [6] L.K. Orlov, V.A. Tolomasov, A.V. Potapov, V.I. Vdovin, M.G. Mil'vidskii. *Proc. ISCS-23. Inst. of Phys. Publishing, Bristol and Philadelphia* **155**, 205 (1997).
- [7] Zs.J. Horvath, L.K. Orlov, V. Ralovics, N.L. Ivina, A.L. Toth, E.S. Demidov, F. Reisz, V.I. Vdovin, Z. Paszti. *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* **27**, 189 (2004).
- [8] L.K. Orlov, S.V. Ivin, A.V. Potapov, T.N. Smyslova, L.M. Vinogradsky, Z.J. Horvath. *Microelectronics J.* **36**, 518 (2005).
- [9] В.М. Пудалов. *УФН* **168**, 227 (1998).
- [10] D.J. Bishop, D.C. Tsui, R.C. Dynes. *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1153 (1980).
- [11] H. van Houten, B.J. Wees, M.G.J. Heijman, J.P. Andre. *Appl. Phys. Lett.* **49**, 1781 (1986).
- [12] J. Lam, M. D'Iorio, D. Brown, H. Lafontaine. *Phys. Rev. B* **56**, R12741 (1997).
- [13] V.M. Pudalov, G. Brunthaler, A. Prinz, G. Bauer. *Письма в ЖЭТФ* **68**, 497 (1998).
- [14] E.B. Olshanetsky, V. Renard, Z.D. Kvon, J.C. Portal, N.J. Woods, J. Zhang, J.J. Harris. *Phys. Rev. B* **68**, 085304 (2003).
- [15] G. Scappucci, L.Di. Gaspare, F. Evangelisti, E. Giovine, A. Notargiacomo, R. Leoni, V. Piazza, P. Pingue, F. Beltram. *Phys. Rev. B* **71**, 245311 (2005).
- [16] K. Lai, W. Pan, D.C. Tsui, S.A. Lyon, M. Muhlberger, F. Schaffler. *Phys. Rev. B* **72**, 081313 (2005).
- [17] M.M. Rieger, P. Vogl. *Phys. Rev. B* **48**, 14276 (1993).
- [18] А.А. Быков, А.К. Бакаров, А.В. Горан, Н.Д. Аксенова, А.В. Попова, А.И. Торопов. *Письма в ЖЭТФ* **78**, 165 (2003).
- [19] P. Sutter, D. Groten, E. Muller, M. Lenz, H. von Kanel. *Appl. Phys. Lett.* **67**, 3954 (1995).
- [20] B. Podor, G. Kovacs, G. Remenyi. *Proc. I Int. Workshop on Semicond. Nanocrystals. SEMINANO 2005, Sept. 10–12, Budapest, Hungary*, **2**, 337 (2005).
- [21] И.М. Цидильковский. *Переходы металл–диэлектрик в магнитном поле. УрО РАН, Екатеринбург* (2000) 286 с.
- [22] G.M. Minkov, A.V. Germanenko, V.A. Larionova, S.A. Negashev, I.V. Gornyi. *Phys. Rev. B* **61**, 13164 (2000).
- [23] B.L. Altshuler, D.E. Khmel'nitsky, A.I. Larkin, P.A. Lee. *Phys. Rev. B* **20**, 5142 (1980).
- [24] Б.Л. Альтшулер, А.Г. Аронов, Б.З. Спивак. *Письма ЖЭТФ* **33**, 515 (1981).
- [25] Л.К. Орлов, Zs.J. Horvath, A.V. Потопов, М.Л. Орлов, С.В. Ивин, В.И. Вдовин, Э.А. Штейнман, В.М. Фомин. *ФТП* **46**, 2069 (2004).
- [26] А.П. Болтаев, Т.М. Бурбаев, В.А. Курбатов, М.М. Рзаев, Н.А. Пенин, Н.Н. Сибельдин. *Изв. АН. Сер. физ.* **63**, 312 (1999).
- [27] J.F. Chen, J.S. Wang, P.Y. Wang, H.Z. Wong. *Appl. Phys. Lett.* **75**, 1092 (1999).
- [28] О.В. Константинов, Т.В. Львова, М.М. Паханов. *ФТП* **23**, 1283 (1989).
- [29] В.Я. Алешкин, Н.А. Бекин, М.Н. Буянова, Б.Н. Звонков, А.В. Мурель. *ФТП* **33**, 1246 (1999).
- [30] О.П. Пчеляков, Ю.Б. Болховитянов, А.В. Двуреченский, Л.В. Соколов, А.И. Никифоров, А.И. Якимов, Б. Фойхтлендер. *ФТП* **34**, 1281 (2000).