

# Квантованная проводимость в кремниевых квантовых проволоках

© Н.Т. Баграев<sup>¶</sup>, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко,  
В. Гельхофф\*, В.К. Иванов<sup>+</sup>, И.А. Шелых<sup>+</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

\*Institut für Festkörperphysik, Technische Universität Berlin,  
D-10623 Berlin, Germany

<sup>+</sup>Санкт-Петербургский государственный технический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 4 июня 2001 г. Принята к печати 29 августа 2001 г.)

Представлены данные исследований квантовой лестницы электронной и дырочной проводимости одномерных каналов, полученных с помощью методики расщепленного затвора внутри самоупорядоченных кремниевых квантовых ям. Сначала анализируются характеристики квантовых ям, спонтанно формирующихся между сильно легированными  $\delta$ -барьерами на поверхности Si(100) в процессе неравновесной диффузии бора. Для этой цели используется вторичная ионная масс-спектрометрия, а также регистрация угловых зависимостей спектров циклотронного резонанса и ЭПР, которые позволяют идентифицировать как кристаллографическую ориентацию самоупорядоченных квантовых ям, так и сегнетоэлектрические свойства сильно легированных  $\delta$ -барьеров. Поскольку полученные кремниевые квантовые ямы являются экстремально узкими ( $\sim 2$  нм), а ограничивающие их  $\delta$ -барьеры обладают сегнетоэлектрическими свойствами, квантованная проводимость одномерных каналов впервые наблюдается при высокой температуре ( $T \geq 77$  К). Далее, ВАХ квантовой лестницы проводимости изучается в зависимости от кинетической энергии электронов и дырок, их концентрации в квантовых ямах, а также — кристаллографической ориентации и степени модуляции электростатически индуцированных квантовых проволок. Полученные результаты показывают, что величина квантовых ступенек электронной проводимости кристаллографически ориентированных проволок  $n$ -типа определяется анизотропией зоны проводимости кремния и полностью согласуется со значением долинного фактора для осей [001] ( $G_0 = 4e^2/h$ ,  $g_v = 2$ ) и [011] ( $G_0 = 8e^2/h$ ,  $g_v = 4$ ) в плоскости Si(100). В свою очередь квантовая лестница дырочной проводимости кремниевых проволок  $p$ -типа обусловлена независимыми вкладами одномерных подзон тяжелых и легких дырок, которые проявляются при исследовании проволок квадратного сечения в удвоении квантовых ступенек ( $G_0 = 4e^2/h$ ), кроме первой ( $G_0 = 2e^2/h$ ), вследствие отсутствия вырождения нижней одномерной подзоны. Анализ величины первой и второй квантовых ступенек свидетельствует о спонтанной спиновой поляризации тяжелых и легких дырок, что подчеркивает важнейшую роль обменного взаимодействия в процессах одномерного транспорта одиночных носителей. Кроме того, демонстрируется температурное и полевое тушение квантовой лестницы проводимости, когда  $kT$  и энергия полевого разогрева носителей становятся сравнимыми с величиной энергетического зазора между одномерными подзонами. Использование методики расщепленного затвора сделало возможным обнаружение эффекта резкого усиления квантовых ступенек проводимости при увеличении кинетической энергии электронов, который наиболее ярко проявляется в проволоках конечной длины, не описываемых в режиме квантового точечного контакта. В заключительной части показано, что регистрация квантовой лестницы проводимости в условиях развертки кинетической энергии носителей может выполнять роль экспериментального теста, чтобы выделить эффекты квантовой интерференции в модулированных квантовых проволоках на фоне кулоновских осцилляций вследствие образования квантовых точек между  $\delta$ -образными барьерами.

## 1. Введение

Основной характеристикой транспорта носителей тока в полупроводниковых структурах является проводимость, которая определяется в первую очередь процессами их неупругого рассеяния. Однако данный тезис наиболее актуален при создании полупроводниковых приборов с характерными размерами больше, чем длина свободного пробега носителей тока, тогда как для описания характеристик приборов на основе квантовых проволок и квантовых точек ста-

новятся существенными эффекты, связанные с волновой природой электронов [1]. Перенос заряда в таких приборах, имеющих один или несколько одномерных каналов, длина которых меньше длины свободного пробега, не сопровождается джоулевыми потерями вследствие подавления процессов неупругого рассеяния [1–3]. Поэтому носители тока в условиях квазиодномерного транспорта могут проявлять баллистические свойства.

Проводимость баллистической квантовой проволоки зависит, в первом приближении, только от величины коэффициента прохождения  $\mathcal{T}$  [4,5]:

$$G = G_0 \mathcal{T}, \quad (1)$$

<sup>¶</sup> E-mail: impurity.dipole@pop.ioffe.rssi.ru

где

$$G_0 = g_s g_v \frac{e^2}{h} N, \quad (2)$$

$g_s$  и  $g_v$  — спиновый и долинный факторы соответственно;  $N$  — число заполненных подзон размерного квантования, которое соответствует номеру верхней заполненной одномерной подзоны и может изменяться в зависимости от напряжения на затворе ( $U_g$ ), управляющего количеством носителей тока в квантовой проволоке [6,7]. При этом зависимость  $G(U_g)$  носит ярко выраженный ступенчатый характер, поскольку кондактанс квантовой проволоки изменяется скачком каждый раз на величину  $g_s g_v e^2/h$ , когда уровень Ферми совпадает с одной из подзон размерного квантования.

Достигнутый в последние годы уровень развития нанотехнологии позволил использовать методики расщепленного затвора [6–8], зарастания краевого скола [9], а также металлические точечные контакты [10] и электростатическое упорядочение примесных диполей [11] для получения квантовых проволок, имеющих один или несколько одномерных баллистических каналов внутри гетероструктур GaAs–AlGaAs [6–10], кремниевых сверхрешеток [11,12] и одиночных квантовых ям на поверхности монокристаллов PbTe [13] и 6H-SiC [14]. Все эти электростатически индуцированные квантовые проволоки были идентифицированы вследствие обнаружения квантованной проводимости в зависимости от напряжения на затворе  $G(U_g)$ , которое управляло позицией уровня Ферми относительно подзон размерного квантования. Причем величина ступенек квантовой лестницы проводимости одномерных каналов на основе классических гетероструктур GaAs–AlGaAs соответствует  $2e^2/h$  ( $g_s = 2$ ,  $g_v = 1$ ) [6,7], тогда как проводимость квантовых проволок внутри многодолинных полупроводников, например в кремнии, проявляет ступеньки, равные  $4e^2/h$  ( $g_s = 2$ ,  $g_v = 2$ ) и  $8e^2/h$  ( $g_s = 2$ ,  $g_v = 4$ ) [15]. Поэтому, исследование электронной квантованной проводимости в плоскости кремниевой квантовой ямы (100)  $n$ -типа может способствовать идентификации ее кристаллографической зависимости ввиду анизотропии зоны проводимости, поскольку долинный фактор будет разным для кремниевых квантовых проволок, ориентированных вдоль кристаллографических осей [001] ( $g_v = 2$ ) и [011] ( $g_v = 4$ ). В свою очередь квантовые проволоки внутри кремниевой квантовой ямы (100)  $p$ -типа целесообразно использовать для определения относительного вклада тяжелых и легких дырок в величину ступенек дырочной квантованной проводимости. В обоих случаях следует ожидать эффектов удвоения квантовых ступенек при регистрации квантовой лестницы проводимости (1) с помощью изменения напряжения на затворе,  $G(U_g)$ , демонстрация которых являлась одной из целей настоящей работы.

Кроме того, представляет интерес изучение процессов тушения квантованной проводимости при увеличении напряжения, приложенного вдоль квантовой проволоки, до

значения, при котором индуцируются переходы носителей тока между подзонами размерного квантования [16]. Такие переходы наиболее вероятны при напряжениях на затворе,  $U_g$ , соответствующих ступенькам квантовой лестницы проводимости, что нарушает линейность ВАХ, при жестком требовании которой получено выражение (1) [4,5]. Аналогичное сглаживание ступенчатой зависимости  $G(U_g)$  должно возникать при конечной температуре квантовой проволоки, поскольку в этом случае число заполненных подзон размерного квантования становится неопределенным, тогда как выражение (1) описывает поведение квантованной проводимости только при нулевой температуре. Следует отметить, что при малых значениях продольного напряжения, когда переходы между подзонами размерного квантования маловероятны, может наблюдаться не тушение, а усиление квантовых ступенек вследствие разогрева баллистических носителей тока. Подобные эффекты разогрева должны проявляться прежде всего при исследовании квантовых проволок конечной длины, характеристики которых не описываются в режиме квантового точечного контакта. В этом случае существенная информация также может быть получена с помощью методики расщепленного затвора, в рамках которой имеется возможность регистрировать зависимость квантованной проводимости  $G(U_g)$  в условиях развертки продольного напряжения исток–сток. Поэтому для изучения механизмов усиления и тушения квантовых ступенек в настоящей работе используются квантовые проволоки различной длины, полученные в режиме расщепленного затвора внутри кремниевой квантовой ямы (100), сформированной между сегнетоэлектрическими барьерами, что позволяет стабилизировать условия размерного квантования при линейном изменении продольного электрического поля.

Кроме квантовой ступеньки, важной характеристикой квантованной проводимости является ее плато, величина и форма которого определяются зарядовыми и спиновыми корреляциями внутри баллистических квантовых проволок. Причем величина плато, следующего за первой ступенькой квантованной проводимости, как правило, несколько меньше, чем  $g_s g_v e^2/h$ , что может быть результатом влияния спиновой поляризации носителей в нулевом магнитном поле [17–26] или нарушения когерентности по причине как электрон-электронного взаимодействия, так и рассеяния на примесных центрах [27–29]. Кроме того, остаточные примеси, распределенные вдоль границ квантовой проволоки, являются основой при создании внутренних барьеров, которые модулируют характеристики когерентного транспорта одиночных носителей тока. В результате подобной модуляции могут возникать осцилляции в области плато квантованной проводимости, что является следствием интерференционных эффектов, индуцируемых упругим обратным рассеянием между модулирующими барьерами [30]. Следует отметить, что наиболее ярко интерференция баллистических носителей должна проявляться в том случае, если регистрация квантовой лестницы проводимости  $G(U_g)$

сопровождается соответствующим изменением кинетической энергии носителей тока, что достигается с помощью прецизионного линейного увеличения электрического поля вдоль модулированной квантовой проволоки. Преимущества данной методики демонстрируются в настоящей работе на примере исследования осцилляций плато квантованной проводимости, индуцированной в модулированной кремниевой квантовой проволоке (100) в условиях развертки продольного напряжения.

Сначала анализируются характеристики самоупорядоченных квантовых ям  $n$ - и  $p$ -типа, которые формируются на поверхности кремния (100) в процессе неравновесной диффузии бора. Далее представлены данные исследований квантованной проводимости в зависимости от температуры, концентрации носителей и степени модуляции кремниевых квантовых проволок, реализованных с помощью конструкции расщепленного затвора, встроенной в плоскость самоупорядоченной квантовой ямы. Поскольку полученные самоупорядоченные квантовые ямы являются экстремально узкими ( $\approx 2$  нм), а ограничивающие их барьеры обладают сегнетоэлектрическими свойствами, квантовые ступеньки впервые наблюдались при высокой температуре ( $T \geq 77$  К).

## 2. Эксперимент

### 2.1. Сверхмелкие диффузионные профили бора на поверхности кремния (100)

Одиночные квантовые ямы, на основе которых в настоящей работе реализуется конструкция расщепленного затвора, спонтанно образуются внутри сверхмелких  $p^+$ -диффузионных профилей на поверхности монокристаллического кремния (100). Данные примесные профили были получены путем неравновесной диффузии бора с помощью прецизионного управления потоками собственных межузельных атомов и вакансий, генерируемых границей раздела Si-SiO<sub>2</sub> (рис. 1, а), которые стимулируют диффузию легирующей примеси соответственно в рамках "kick-out" (КО) и вакансионного диффузионного механизма [31,32].

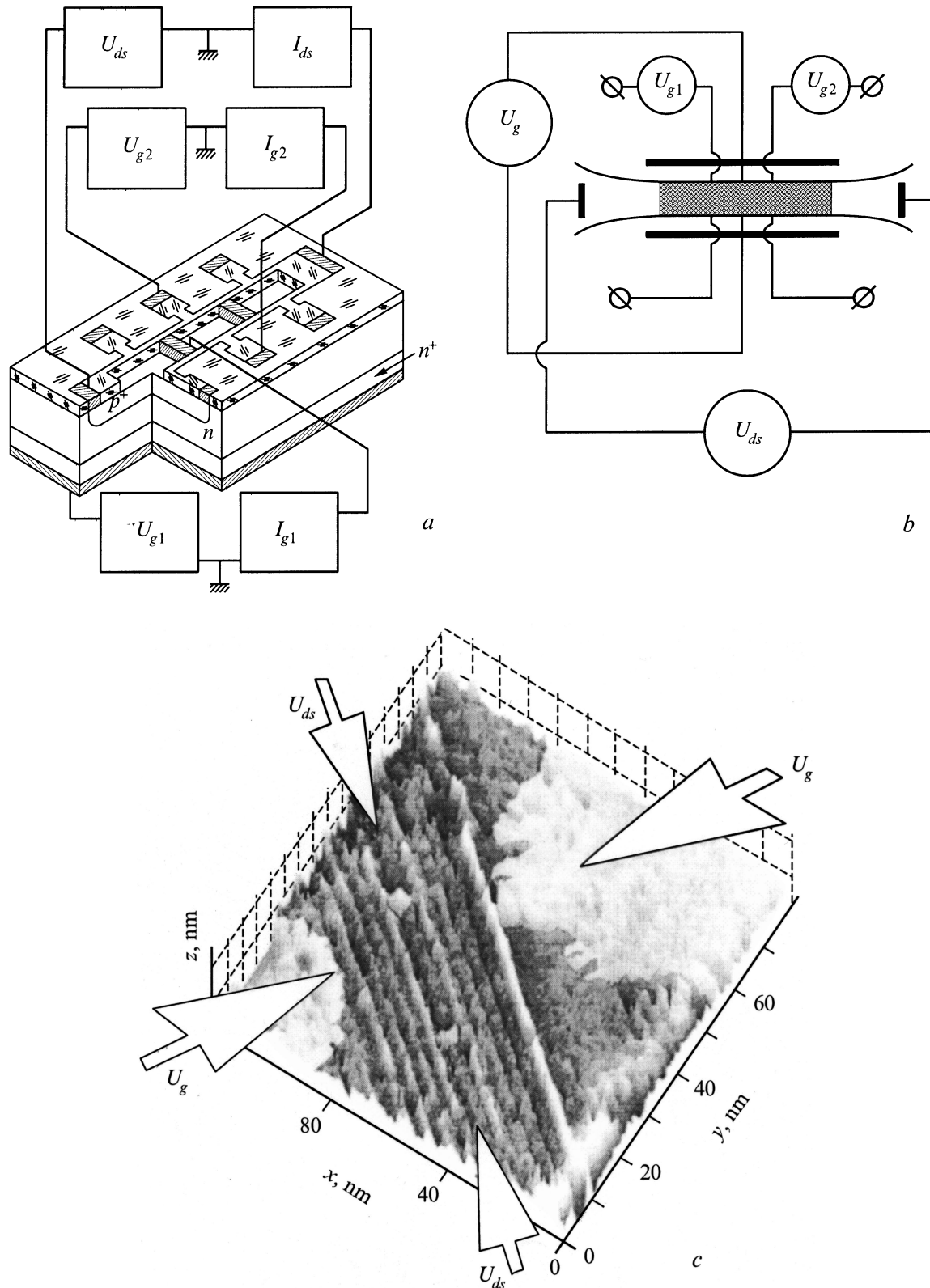
В качестве основы при получении сверхмелких диффузионных профилей бора использовались пластины монокристаллического кремния (100)  $n$ -типа проводимости толщиной 350 мкм с различной концентрацией мелких доноров фосфора. Предварительно обе стороны пластины окислялись в атмосфере сухого кислорода при температуре 1150°C. Толщина слоя окисла определялась временем окисления. Следует отметить, что предварительное окисление обеих сторон пластины применялось в первую очередь для накопления в подложке как собственных межузельных атомов, так и вакансий, что достигается при наличии на кремниевой поверхности соответственно тонкого и толстого слоев окисла [32,33]. Подобного эффекта не удастся достигнуть при окислении только рабочей поверхности, что соответствует режиму геттерирования остаточных примесей, в рамках

которого собственные межузельные атомы и вакансии формируют микродефекты вблизи обратной поверхности подложки. После окончания окисления в маске окисла на рабочей стороне пластины с помощью фотолитографии вскрывались окна в холловской геометрии для проведения кратковременной диффузии бора из газовой фазы (рис. 1, а).

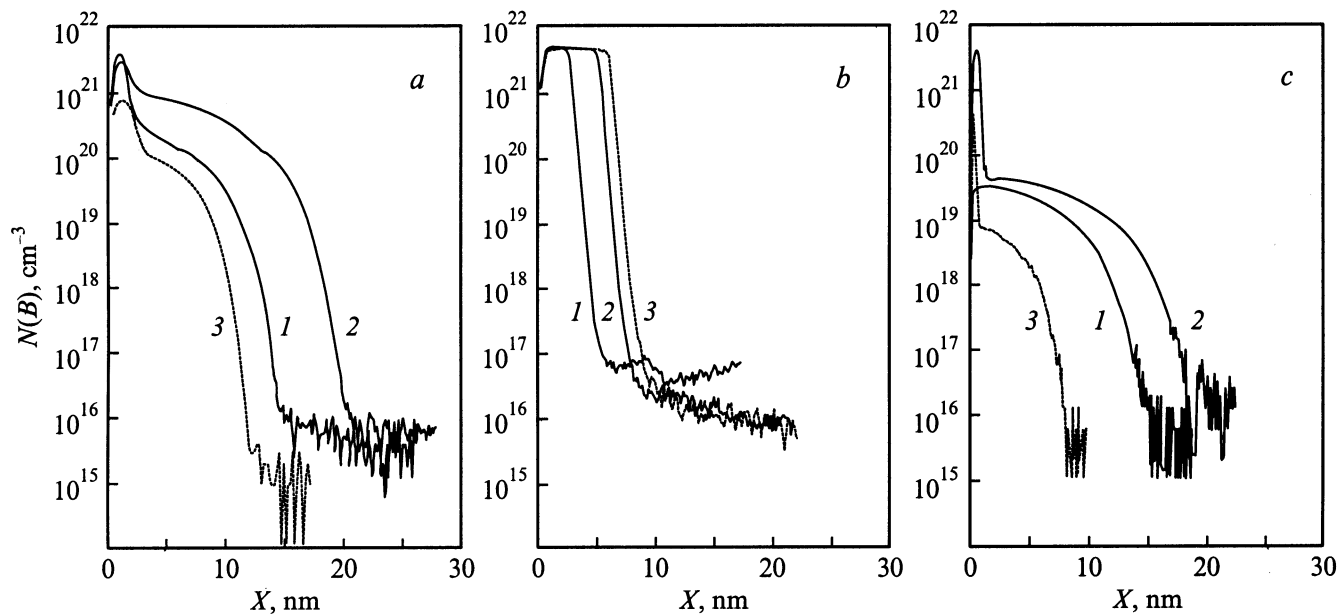
Варьируя значения температуры диффузии ( $T_{\text{dif}} = 800, 900$  и  $1100^\circ\text{C}$ ) и толщину предварительно осажденного слоя окисла, удалось определить оптимальные условия для доминирования КО и вакансионного механизмов диффузии бора, а также установить критерии их паритета. Высокий уровень генерации первичных дефектов, обеспечивающих увлечение или торможение примесных атомов, достигался не только благодаря их предварительному накоплению в подложке, но и с помощью добавочной подпитки борсодержащей газовой фазы сухим кислородом и хлористыми соединениями.

Анализ полученных профилей концентрации бора в кремнии (100), проведенный методом масс-спектрометрии вторичных ионов (рис. 2), показывает, что паритет между КО и вакансионным диффузионными механизмами, приводящий к резкому замедлению примесной диффузии, устанавливается при  $T_{\text{dif}} = 900^\circ\text{C}$ . В этом случае интенсивная аннигиляция собственных межузельных атомов и вакансий, лежащая в основе паритета диффузионных механизмов, будет стимулировать подавление поверхностного деформационного потенциала (ПДП) вдоль плоскости диффузионного профиля [12,33]. Кроме того следует ожидать, что торможение потоков примесных атомов, увлекаемых как собственными межузельными атомами, так и вакансиями, может способствовать усилению ПДП поперек плоскости диффузионного профиля. Подобная анизотропия ПДП, по видимому, является причиной флуктуаций концентрации легирующей примеси в зависимости от глубины профиля (рис. 3, а), которые были идентифицированы с помощью четырехзондового метода в условиях послойного травления. Следует отметить, что трудности регистрации немоного изменения концентрации внутри профиля, возникающие при использовании ВМС-методики (рис. 2), с одной стороны, обусловлены ограничениями ее разрешающей способности, а с другой стороны — сглаживанием сверхмелкого диффузионного профиля вследствие диффузии примесных атомов под ионным пучком.

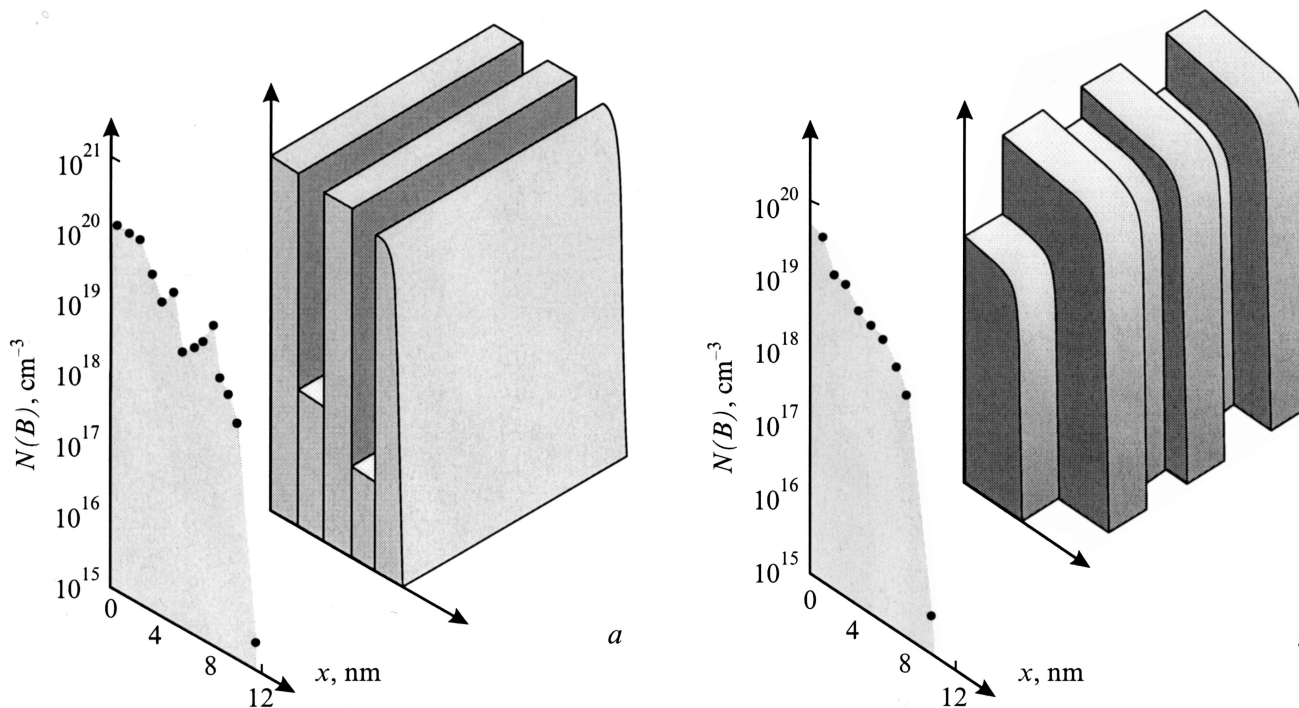
В свою очередь при доминировании как КО, так и вакансионного механизмов, ответственных за ускорение диффузии бора в кремнии (рис. 2), пространственное разделение потоков собственных межузельных атомов и вакансий приводит к противоположной ситуации, а именно — к подавлению поперечной составляющей ПДП и кристаллографически зависимому усилению ПДП вдоль плоскости диффузионного профиля [12,33]. Данное предположение подтверждается отсутствием сколь-либо заметных флуктуаций концентрации бора в условиях



**Рис. 1.** *a* — планарная структура  $p^+-n$ , выполненная в холмовской геометрии для изучения квантовой лестницы электронной и дырочной проводимости в зависимости от напряжения исток–сток  $U_{ds}$ . *b* — схема расщепленного затвора  $U_g$ , используемая для получения модулированных квантовых проволок внутри квантовых ям. Напряжение  $U_{g1}$  и  $U_{g2}$  прикладывается к ”пальчиковым” затворам, предназначенным для реализации квантовых точек. *c* — трехмерное СТМ изображение схемы расщепленного затвора, полученной внутри самоупорядоченной квантовой ямы на поверхности Si(100).



**Рис. 2.** Сверхмелкие профили концентрации бора  $N(B)$  в кремнии  $n$ -типа, полученные при разных температурах диффузии  $T_{dif}$  после предварительного нанесения слоя окисла толщиной  $d_{SiO_2}$  на обе стороны пластины кремния ориентации (100). Толщина слоя окисла  $d_{SiO_2}$  определялась временем окисления кремниевой пластины.  $d_0$  соответствует средней толщине слоя окисла, при которой достигается паритет между kick-out и вакансионными механизмами примесной диффузии.  $d_{SiO_2}/d_0$ : 1 — 0.17, 2 — 1.0, 3 — 1.28;  $T_{dif}, ^\circ C$ : a — 800, b — 900, c — 1100.



**Рис. 3.** Сверхмелкие профили бора в кремнии  $n$ -типа, с ориентацией подложки (100), сформированные при температурах диффузии  $T_{dif} = 900$  (a) и  $800^\circ C$  (b), полученные путем прецизионного послойного стравливания с последующим четырехзондовым измерением поверхностного сопротивления легированного слоя. На вставках — соответствующие модели полученных профилей, состоящих из продольных (a) и поперечных (b) квантовых ям, параллельных и перпендикулярных плоскости  $p^+-n$ -перехода соответственно.

последующего травления соответствующего сверхмелкого диффузионного профиля (рис. 3, *b*), а также экспериментальными данными сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), которые продемонстрировали ПДП с различной кристаллографической ориентацией вдоль плоскости диффузионного профиля в зависимости от доминирования КО и вакансионного механизмов примесной диффузии [33].

## 2.2. Самоупорядоченные кремниевые квантовые ямы

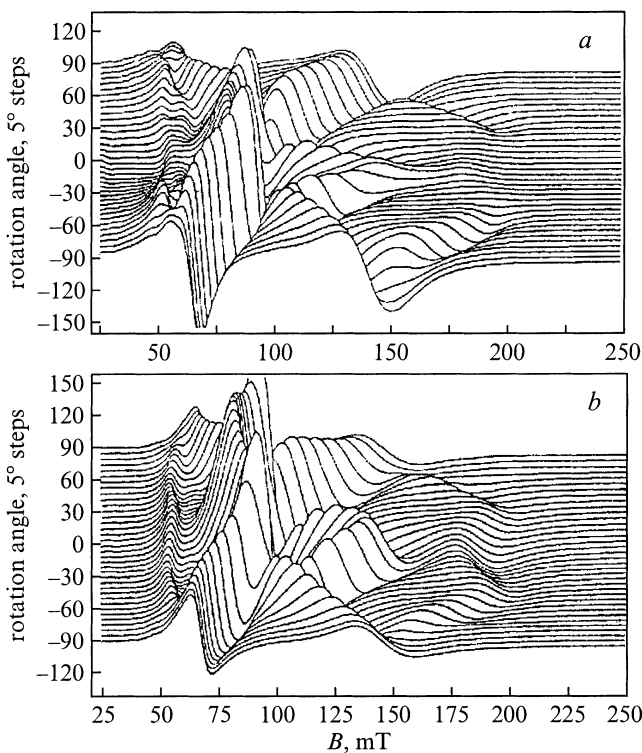
Важно отметить, что флуктуации концентрации бора, возникающие вследствие анизотропии ПДП, указывают на возможность формирования самоупорядоченных кремниевых квантовых ям внутри сверхмелких диффузионных профилей. Подобные квантовые ямы были идентифицированы по данным угловых зависимостей проводимости [34] и циклотронного резонанса (ЦР) электронов и дырок при вращении магнитного поля в плоскости  $\{110\}$ , перпендикулярной плоскости диффузионного профиля бора на поверхности кремния (100) [32,34,35]. Причем гашение и сдвиг линий ЦР, зарегистрированных с помощью ЭПР спек-

трометра ( $X$ -полоса, 9.1–9.5 ГГц), продемонстрировали 180-градусную симметрию при ориентации магнитного поля параллельно плоскости сверхмелкого профиля (рис. 4, *a*), полученного при  $T_{\text{dif}} = 900^\circ\text{C}$ . Это позволило идентифицировать наличие одиночной самоупорядоченной продольной квантовой ямы, локализованной между сильно легированными  $\delta$ -барьерами внутри сверхмелкого профиля, полученного в условиях паритета КО и вакансионного механизмов примесной диффузии (см. вставку к рис. 3, *a*) [12,33,35,36]. В свою очередь, самоупорядоченные поперечные квантовые ямы (см. вставку к рис. 3, *b*) были обнаружены по гашению и сдвигу линий ЦР, которые проявили 180-градусную симметрию при ориентации магнитного поля перпендикулярно плоскости сверхмелких профилей, реализованных при доминировании как КО ( $T_{\text{dif}} = 1100^\circ\text{C}$ ), так и вакансионного ( $T_{\text{dif}} = 800^\circ\text{C}$ ) (рис. 4, *b*) механизмов [12,32,35,36]. В настоящей работе для получения электростатических квантовых проволок в рамках схемы расщепленного затвора (рис. 1, *b*) использовались одиночные продольные квантовые ямы как  $n$ -, так и  $p$ -типа на поверхности кремния (100)  $n$ -типа (рис. 5). Причем изменение типа проводимости квантовых ям, полученных на одинаковых подложках в одних и тех же технологических режимах при  $T_{\text{dif}} = 900^\circ\text{C}$ , достигалось при изменении крутизны  $\delta$ -барьеров в условиях варьирования состава хлорсодержащей компоненты газовой смеси. Концентрация электронов проводимости в кремниевых квантовых ямах  $n$ -типа соответствовала объемной концентрации мелких доноров, тогда как в квантовых ямах  $p$ -типа концентрация бора превышала концентрацию исходной донорной примеси.

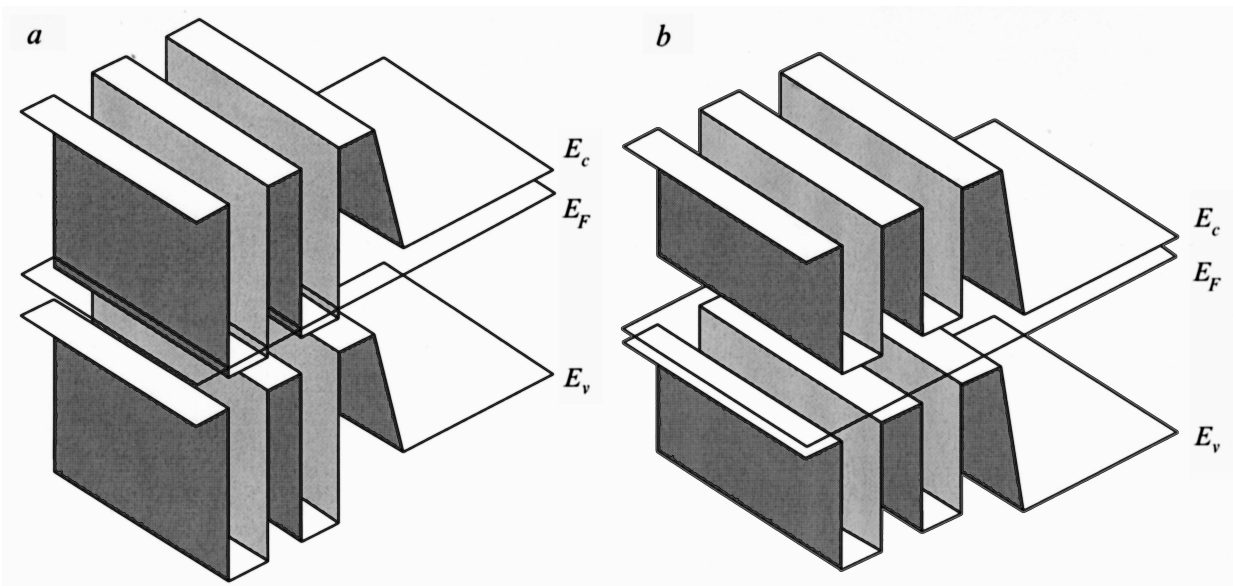
## 2.3. Сильно легированные $\delta$ -барьеры

Обнаруженные спектры ЦР состоят из необычно узких линий, что свидетельствует о значительном увеличении времени спин-решеточной релаксации неравновесных электронов и дырок в самоупорядоченных кремниевых квантовых ямах в сравнении с аналогичными данными для объемных образцов кремния [12,32,35]. Этот результат является достаточно неожиданным, принимая во внимание уровень легирования бором  $\delta$ -барьеров, между которыми сформирована квантовая яма. Первоначально для его объяснения были использованы температурные зависимости проводимости и коэффициента Зеебека, а также локальные туннельные ВАХ [34,37], которые позволили идентифицировать возникновение корреляционной энергетической щели в плотности состояний вырожденного двумерного дырочного газа. В рамках предложенной модели [34] основную роль в формировании данной корреляционной щели играет реконструкция мелких акцепторов бора, приводящая к образованию примесных дипольных центров  $C_{3v}$ -симметрии:  $2V^0 \rightarrow V^- + V^+$  (рис. 6, *a*).

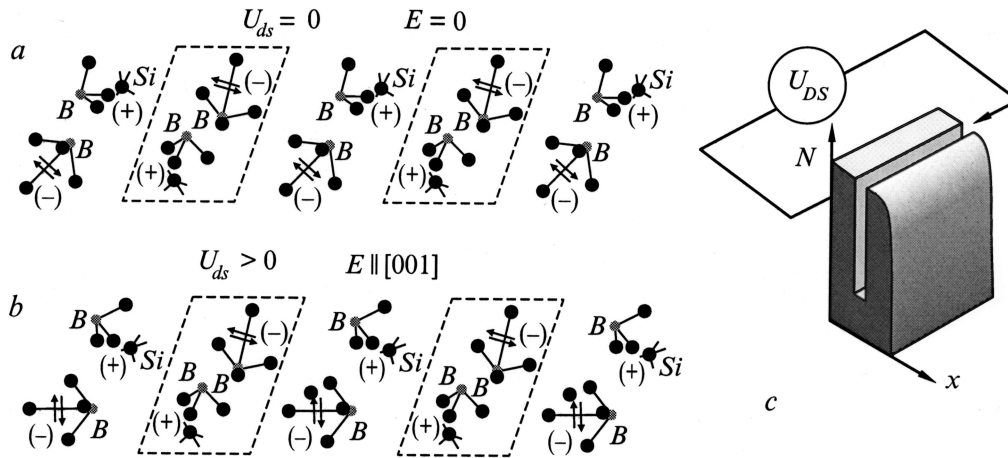
В настоящей работе данная модель тригональных примесных диполей получила дополнительное подтвер-



**Рис. 4.** Угловые зависимости циклотронного резонанса носителей тока в сверхмелких диффузионных профилях, полученных при  $T_{\text{dif}} = 900$  (*a*) и  $1100^\circ\text{C}$  (*b*) на поверхности Si (100).  $T = 3.9\text{K}$ ,  $\nu = 9.45\text{ГГц}$ . Внешнее магнитное поле приложено в плоскости (110), перпендикулярной (100)-поверхности образца.  $0^\circ$  и  $\pm 90^\circ$  соответствуют направлениям магнитного поля параллельно и перпендикулярно поверхности образца.



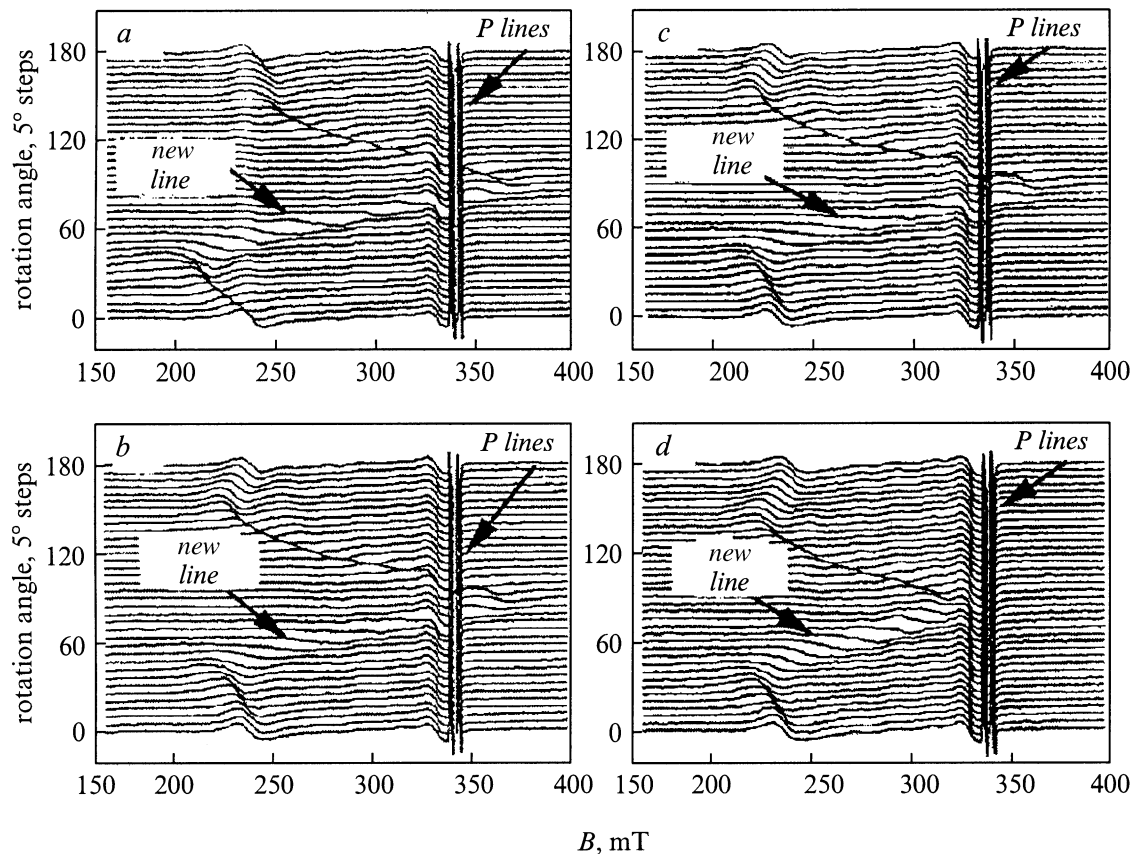
**Рис. 5.** Трехмерное изображение одноэлектронной зонной схемы сверхмелких  $p^+-n$ -переходов, состоящих из квантовых ям  $n$ - (a) и  $p$ - (b) типа проводимости.



**Рис. 6.** Система реконструированных тригональных диполей  $V^+-B^-$  внутри сильно легированных  $\delta$ -барьеров (a), которые формируют при приложении внешнего электрического поля условия поперечного ограничения (b) для переноса носителей тока в самоупорядоченной квантовой яме. c — трехмерное изображение сверхмелкого примесного профиля, содержащего одиночную квантовую яму между сильно легированными  $\delta$ -барьерами.

ждение при регистрации угловых зависимостей соответствующего спектра ЭПР (X-band), которые демонстрируют сегнетоэлектрические свойства сильно легированных  $\delta$ -барьеров (рис. 7). Интенсивность и позиция линий этого спектра ЭПР зависят в первую очередь от условий охлаждения образцов, что является важным фактором, указывающим на динамический характер магнитных моментов, индуцированных вследствие спин-орбитального расщепления валентной зоны в процессе электростатического упорядочения примесных диполей в поле сверхмелкого  $p^+-n$ - или  $n^+-n$ -перехода. Исследуемый спектр ЭПР не удастся обнаружить, если образец охлаждается в слабом магнитном поле. Кроме того,

амплитуда сигналов и позиция линий ЭПР, возникающих после охлаждения в магнитном поле ( $B_c \geq 0.22$  Т), зависят от начальной кристаллографической ориентации образца (рис. 7). При увеличении температуры наблюдается изменение позиции линии ЭПР, сопровождаемое ее полным исчезновением при  $T \geq 27$  К, которая соответствует температуре термической ионизации исходной донорной примеси фосфора. Таким образом, обнаруженный тригональный спектр ЭПР может трансформироваться в интервале температур 3.8–27 К в зависимости от величины магнитного поля, использованного в процессе охлаждения сверхмелких диффузионных профилей, содержащих сильно легированные  $\delta$ -барьеры.



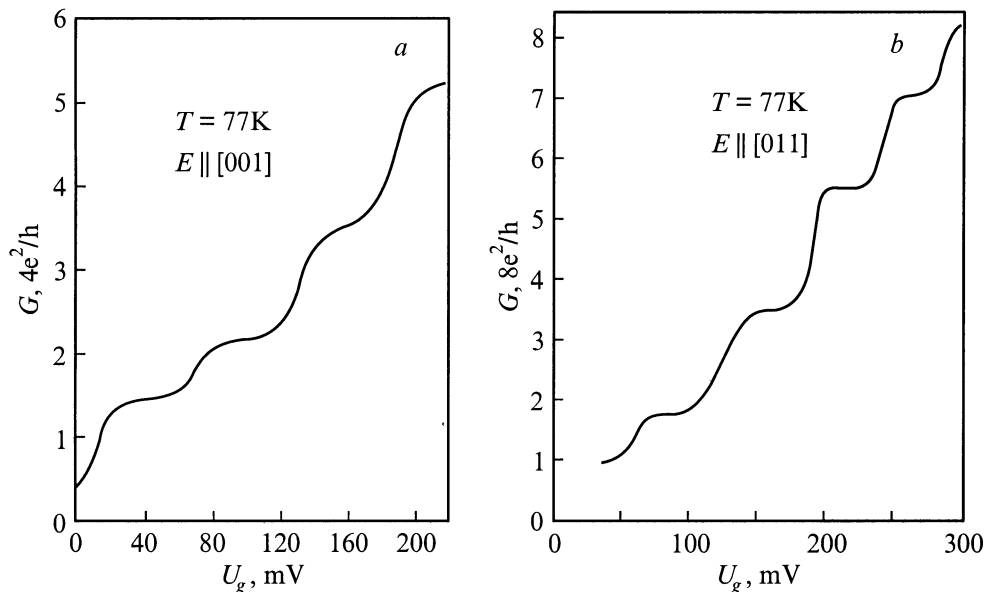
**Рис. 7.** Угловые зависимости спектра ЭПР тригонального центра внутри сверхмелкого диффузионного профиля бора, состоящего из самоупорядоченных квантовых ям, после охлаждения во внешнем магнитном поле  $B_c \geq 0.22$  Тл. Сверхмелкий диффузионный профиль бора сформирован на кремниевой подложке  $n$ -типа с ориентацией рабочей поверхности  $(100)$  при температуре диффузии  $T_{\text{diff}} = 1100^\circ\text{C}$ .  $B_c \parallel \langle 110 \rangle$  (a),  $\parallel \langle 112 \rangle$  (b),  $\parallel \langle 111 \rangle$  (c, d). Вращение магнитного поля в плоскости  $\{110\}$ , перпендикулярной  $\{100\}$ -поверхности подложки. ( $0^\circ, 180^\circ$ :  $B_c \parallel$  поверхности подложки,  $90^\circ$ :  $B_c \perp$  поверхности подложки),  $\nu = 9.45$  ГГц,  $T = 14$  К (a, b, c) и  $T = 21$  К (d).

Подобное поведение динамических магнитных моментов показывает, что они формируются в результате магнитоупорядочения тригональных примесных диполей  $V^+ - V^-$  посредством обменного взаимодействия через мелкие доноры фосфора, располагающиеся вблизи плоскости сверхмелкого диффузионного профиля бора в кремнии  $(100)$   $n$ -типа. Причем основным стимулятором эффективности обменного взаимодействия является внешнее магнитное поле, которое не только задает кристаллографическую ориентацию динамических магнитных моментов вдоль эквивалентных направлений  $\langle 111 \rangle$  (рис. 7), но и стабилизирует примесные диполи в возбужденном триплетном состоянии, непосредственно участвующем в их формировании. Именно последнее обстоятельство определяет наличие критического магнитного поля  $B_c \geq 0.22$  Т, способствующего магнитоупорядочению примесных диполей через мелкие доноры фосфора. В свою очередь, в слабых магнитных полях система примесных диполей, по-видимому, находится при низких температурах в режиме ван-Флековского парамагнетика, индуцированного прямым обменным вза-

имоделием, вследствие чего не наблюдается какого-либо сигнала ЭПР. Следует отметить, что динамические магнитные моменты, возникающие вследствие локального магнитоупорядочения примесных диполей, формируются лишь вблизи мелких доноров (см. также [38]), что объясняет их парамагнитные свойства, проявляющиеся в метастабильном поведении тригонального спектра ЭПР.

Таким образом, исследования ЭПР и термоЭДС показали, что сильно легированные  $\delta$ -барьеры демонстрируют сегнетоэлектрические свойства, поскольку состоят из тригональных примесных диполей  $V^+ - V^-$ . По мере электростатического упорядочения внутри  $\delta$ -барьеров (рис. 6, b и c) реконструированные примесные диполи создают поперечные ограничения для движения носителей тока в плоскости узкой продольной квантовой ямы (рис. 3, a, 5, a и b), стимулируя образование как гладких, так и модулированных квантовых проволок (см. также [34,37]). (Аналогичные явления наблюдались в последнее время в низкоразмерных сверхпроводниках, находящихся в сегнетоэлектрических обо-





**Рис. 8.** ВАХ квантовой лестницы электронной проводимости одномерного канала, кристаллографически ориентированного соответственно вдоль осей [001] (а) и [011] (b) внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы  $n$ -типа проводимости в плоскости Si(100).

лочках [39]). Иными словами, наличие  $\delta$ -барьеров с сегнетоэлектрическими свойствами позволяет получать квантовые проволоки в условиях внешнего электрического поля  $U_{DS} = U_g + U_{ds}$ , приложенного вдоль плоскости квантовой ямы (см. рис. 6, c), которое, с одной стороны, дает поперечное ограничение за счет упорядочения примесных диполей ( $U_g$ ), а с другой — осуществляет транспорт одиночных носителей заряда ( $U_{ds}$ ). Поэтому в рамках конструкции расщепленного затвора, полученной на поверхности  $\delta$ -барьера с сегнетоэлектрическими свойствами (рис. 1, b и c), квантовая проволока внутри самоупорядоченной квантовой ямы может быть идентифицирована даже при нулевом напряжении затвора. Ширина квантовой проволоки в этом случае увеличивается по мере электростатического упорядочения примесных диполей в продольном электрическом поле, в то время как степень ее модуляции определяется числом нереконструированных диполей, которые можно рассматривать в качестве  $\delta$ -барьеров. Следует отметить, что число нереконструированных диполей может контролироваться путем варьирования концентрацией хлорсодержащих соединений, которые являются ответственными за однородное распределение легирующих примесей внутри  $\delta$ -барьеров. Данные характеристики самоупорядоченных кремниевых квантовых ям, ограниченных сегнетоэлектрическими  $\delta$ -барьерами, позволили впервые использовать конструкцию расщепленного затвора (рис. 1, b и c) для изучения квантованной проводимости как при нулевом, так и отличном от нуля напряжении затвора. В последнем случае электростатическое упорядочение сегнетоэлектрических  $\delta$ -барьеров было стабилизирующим фактором размерно-

го квантования при исследовании механизмов усиления и тушения квантовых ступенек в условиях продольного электрического поля.

### 3. Результаты и обсуждение

#### 3.1. Квантованная проводимость в кремниевых квантовых проволоках $n$ -типа

Электронная квантованная проводимость была обнаружена при  $T = 77$  К в плоскости кремниевой квантовой ямы (100)  $n$ -типа в условиях внешнего электрического поля  $U_{DS} = U_g + U_{ds}$ . Причем для получения квантовых проволок использовались две идентичные конструкции расщепленного затвора, ориентированные соответственно вдоль кристаллографических направлений [001] и [011]. Продольное напряжение ( $U_{ds}$ ) поддерживалось в процессе измерений на уровне 0.01 В.

Сечение исследованных квантовых проволок ( $2 \times 2$  нм<sup>2</sup>) определяется шириной самоупорядоченной квантовой ямы и поперечным ограничением, электростатически индуцированным напряжением на затворе ( $U_g$ ), которые близки к расстоянию между примесными диполями (2 нм), задаваемому концентрацией бора внутри  $\delta$ -барьеров. Эти параметры наряду с концентрацией двумерных электронов,  $8.6 \cdot 10^{13}$  м<sup>-2</sup>, и эффективной длиной одномерных каналов 1.5 мкм, много меньшей длины неупругого рассеяния, позволили идентифицировать вклад различных долин зоны проводимости кремния в ВАХ квазиодномерной проводимости (рис. 8). Величина ступенек квантованной проводимости  $G(V_g)$ ,  $4e^2/h$  ( $g_s = 2$ ,  $g_v = 2$ ) (рис. 8, a) и  $8e^2/h$  ( $g_s = 2$ ,  $g_v = 4$ ) (рис. 8, b),

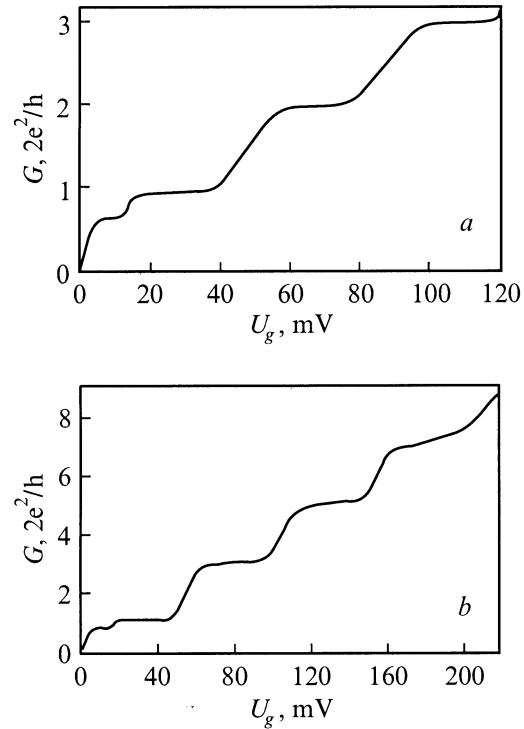
обнаруженных при исследовании кристаллографически ориентированных квантовых проволок, находится в четком соответствии со значением долиного фактора для осей [001] и [011] в плоскости Si (100).

Таким образом, величина ступенек квантовой лестницы проводимости одномерных каналов в кремнии *n*-типа в первую очередь определяется анизотропией зоны проводимости, что контрастирует с данными исследований квантовых проволок на основе гетероструктур GaAs–AlGaAs, для которых  $G_0 = 2(e^2/h)N$  вследствие  $g_s = 2, g_v = 1$  [6,7].

### 3.2. Квантованная проводимость в кремниевых квантовых проволоках *p*-типа

Квантованная проводимость  $G(U_g)$ , возникающая вследствие квазиодномерного транспорта тяжелых дырок, была обнаружена при 77 К в процессе изучения квантовой проволоки, полученной внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы (100) *p*-типа с помощью методики расщепленного затвора (рис. 1, *b* и *c*). Сечение одномерного канала,  $2 \times 2 \text{ нм}^2$ , как отмечено выше, определяется шириной квантовой ямы и электростатически индуцированным поперечным ограничением, которые близки к расстоянию между примесными диполями,  $\sim 2 \text{ нм}$ , задаваемому концентрацией бора внутри  $\delta$ -барьеров. Низкая концентрация двумерных дырок,  $0.8 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ , и длина одномерного канала 0.5 мкм задают позицию уровня Ферми, соответствующую заполнению одномерных подзон тяжелых дырок, доминирующая роль которых проявляется в величине ступенек квантовой лестницы проводимости,  $2e^2/h$  ( $g_s = 2, g_v = 1$ ), полученной при  $U_{ds} = 0.01 \text{ В}$  (рис. 9, *a*). Обнаруженная особенность первой квантовой ступеньки,  $\sim 0.7 \cdot (2e^2/h)$ , по-видимому, обусловлена поляризацией тяжелых дырок в нулевом магнитном поле, возникновение которой наиболее вероятно в коротких узких квантовых проволоках [17,22].

Следует отметить, что сам факт наблюдения квантованной проводимости тяжелых дырок является весьма неожиданным вследствие их большой эффективной массы, которая не обеспечивает значительный энергетический зазор между соответствующими одномерными подзонами. В настоящей работе эта причина в определенной степени устраняется благодаря малому сечению одномерного канала, что делает возможным регистрацию не только квантовой лестницы проводимости, но и спинового расщепления первой одномерной подзоны. Тем не менее, несмотря на малое сечение одномерного канала, тепловая энергия при  $T = 77 \text{ К}$  вполне достаточна, чтобы стимулировать переходы между заполненными и пустыми одномерными подзонами. Подобные термически индуцируемые переходы приводят к тушению квантованной проводимости, что, в первую очередь, находит отражение в отсутствии резкости ступенек квантовой лестницы (рис. 9, *a*). Кроме того, увеличение напряжения на затворе  $U_g$  способствует усилению шумовых



**Рис. 9.** ВАХ квантовой лестницы дырочной проводимости одномерных каналов, ориентированных вдоль оси [001] внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы *p*-типа проводимости в плоскости Si (100). Позиция уровня Ферми соответствует заполнению одномерных подзон тяжелых дырок (*a*), тяжелых и легких дырок (*b*).  $T = 77 \text{ К}$ .

флуктуаций продольного напряжения  $U_{ds}$  вследствие их недостаточной развязки, что также отражается в тушении квантовой лестницы с ростом номера ступеньки. Последнее обстоятельство, по-видимому, не позволило обнаружить сколь-либо заметных квантовых ступенек при  $N > 3$  в процессе регистрации квантованной проводимости тяжелых дырок. Тем более неожиданным представляется сосуществование тушения квантовой лестницы проводимости и расщепления первой ступеньки в нулевом магнитном поле (рис. 9, *a*), которое указывает на соответствие по величине энергетического зазора между одномерными подзонами и спинового расщепления первой одномерной подзоны. В этом случае переходы носителей между пустыми и заполненными одномерными подзонами в значительно меньшей степени стимулируют тушение  $0.7 \cdot (2e^2/h)$  особенности первой квантовой ступеньки, поскольку величина спинового расщепления первой одномерной подзоны не зависит от концентрации двумерных носителей. Аналогичный эффект был недавно обнаружен при исследовании спинового расщепления первой электронной одномерной подзоны в условиях изменения продольного электрического поля  $U_{ds}$ , приложенного к квантовой проволоке, сформированной внутри GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-гетероструктуры [20].

При рассмотрении квантованной проводимости  $G(U_g)$ , обусловленной вкладом одномерных подзон как тяжелых, так и легких дырок, в первую очередь необходимо учитывать, что размерное квантование для них должно проводиться независимо в силу значительного отличия эффективных масс. Величина ступенек квантовой лестницы проводимости в этом случае,  $G_0 = (2e^2/h) \cdot g_N \cdot N$ , пропорциональна фактору  $g_N = 2$ , который описывает вырождение уровня размерного квантования. Однако при изучении квантовой проволоки квадратного сечения необходимо учитывать, что нижняя одномерная подзона является невырожденной ( $g_N = 1$ ), что автоматически приводит к квантовой лестнице, у которой величина первой ступеньки равна  $2e^2/h$ , а остальные соответствуют  $4e^2/h$ . Подобная зависимость была обнаружена при  $T = 77\text{ К}$  в процессе исследования квадратной ( $2 \times 2\text{ нм}^2$ ) квантовой проволоки длиной  $1.5\text{ мкм}$ , полученной с помощью методики расщепленного затвора внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы (100)  $p$ -типа (рис. 9, б). Квадратное сечение одномерного канала, как и в случае описанных выше квантовых проволок, было реализовано благодаря практически полному соответствию ширины квантовой ямы и расстоянию между примесными диполями внутри сильно легированных  $\delta$ -барьеров. Концентрация двумерных дырок,  $1.1 \cdot 10^{13}\text{ м}^{-2}$ , задает позицию уровня Ферми, соответствующую заполнению одномерных подзон как тяжелых, так и легких дырок. Следует отметить, что полученная квантовая лестница проводимости (рис. 9, б) демонстрирует возможности изучения взаимного влияния спинового расщепления первых одномерных подзон тяжелых и легких дырок в нулевом магнитном поле. Причем наиболее ярко эффекты спинового расщепления дырочных одномерных подзон могут проявляться в процессе температурного и полевого тушения квантовой лестницы проводимости, которое будет рассмотрено далее.

### 3.3. Квантованная проводимость при конечных температурах

Как отмечено выше, квантовая лестница проводимости  $G(U_g)$  может сглаживаться вследствие термических переходов носителей тока между заполненными и пустыми одномерными подзонами. Поэтому представляет интерес вопрос о баллистической проводимости квантовой проволоки при конечной температуре, когда число заполненных подзон размерного квантования, строго говоря, не определено, поскольку существует конечная зависящая от температуры вероятность нахождения носителя тока внутри любой из них.

В этом случае заполнение одномерных подзон определяется распределением Ферми

$$n(\varepsilon) = \left[ \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu}{kT}\right) + 1 \right]^{-1},$$

где  $\varepsilon = E_n + \frac{p^2}{2m}$  ( $E_n$  — дно  $n$ -й одномерной подзоны),  $\mu$  — химический потенциал, зависящий от температуры

и концентрации носителей тока, и вклад в проводимость могут вносить одномерные подзоны с различной степенью заполнения.

Для вычисления проводимости одномерной подзоны квантовая проволока заменяется точечным контактом, который разделяет два бесконечных резервуара носителей тока. Разность химических потенциалов слева и справа от точечного контакта равна произведению заряда электрона на величину приложенного к проволоке продольного напряжения  $\mu_1 - \mu_2 = eV$ . Вычисляя ток через точечный контакт как разность тока, текущих слева направо и справа налево, имеем для вклада  $j$  одномерной подзоны

$$G_j = \frac{e}{\pi m \hbar V} \int_0^\infty p [f(p, \mu_1, T) - f(p, \mu_1 - eV, T)] dp, \quad (3)$$

где  $f(p, \mu, T)$  обозначает фермиевское распределение. Таким образом,

$$\begin{aligned} G_j &= \frac{e}{\pi m \hbar V} \int_0^\infty p \left[ \frac{1}{1 + e^{\frac{E_j - \mu_1}{kT} + \frac{p^2}{2mkT}}} - \frac{1}{1 + e^{\frac{E_j - \mu_1 + eV}{kT} + \frac{p^2}{2mkT}}} \right] dp \\ &= \frac{2ekT}{hV} \ln \left( \frac{1 + e^{\frac{\mu_1 - E_j}{kT} + \frac{eV}{kT}}}{1 + e^{\frac{\mu_1 - E_j}{kT}}} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Как видно, при конечной температуре проводимость зависит как от концентрации носителей тока, так и от приложенного продольного напряжения. В пределе малых продольных напряжений имеем

$$G_j = \frac{2e^2}{h} \frac{e^{\frac{\mu_1 - E_j}{kT}}}{1 + e^{\frac{\mu_1 - E_j}{kT}}}. \quad (5)$$

Рассмотрим несколько предельных случаев.

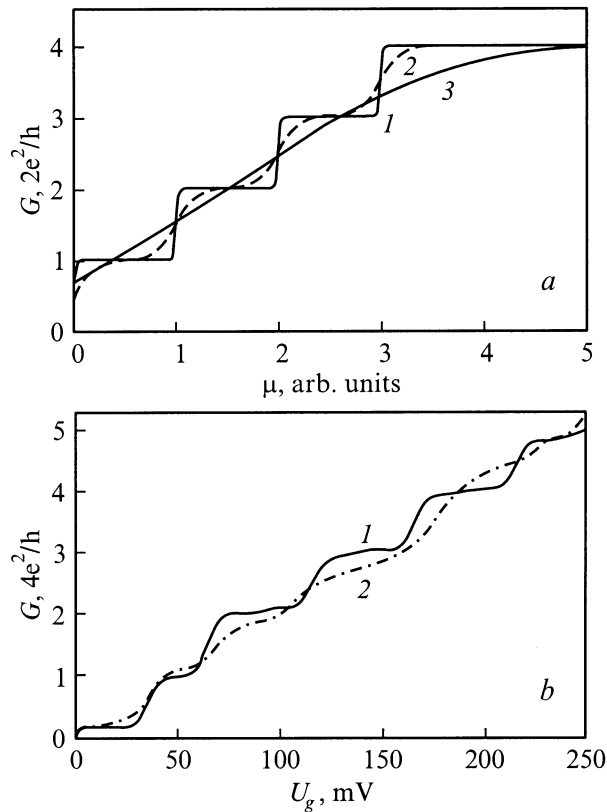
1) Заполненные подзоны с низко расположенным дном  $\frac{\mu_1 - E_j}{kT} \gg 1$ . В этом случае можно в формуле (5) пренебречь единицей в знаменателе, и проводимость, таким образом, не отличается от своего значения при нулевой температуре [4,5]:

$$G_j = \frac{2e^2}{h}. \quad (6)$$

2)  $\frac{\mu_1 - E_j}{kT} \approx 0$ . Такая ситуация имеет место вблизи областей скачкообразного изменения проводимости. Раскладывая экспоненты в ряд, имеем

$$G = \frac{e^2}{h} \left( 1 + \frac{\mu_1 - E_j}{kT} \right). \quad (7)$$

Отсюда видно, что если химический потенциал совпадает с дном одномерной подзоны, то ее вклад в проводимость вдвое меньше, чем от заполненной одномерной подзоны при  $T = 0$ .



**Рис. 10.** Температурное тушение ВАХ квантовой лестницы дырочной проводимости одномерного канала, ориентированного вдоль оси [001] внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы  $p$ -типа проводимости в плоскости Si(100).  $a$  — расчет в зависимости от значения химического потенциала  $\mu$ , выполненный при  $T$ : 1 — 0 К, 2 —  $0.1\Delta E/k$ , 3 —  $0.6\Delta E/k$ , где  $\Delta E$  — энергетический зазор между одномерными подзонами;  $b$  — экспериментальные зависимости, полученные при  $T = 77$  (1) и 300 К (2).

3) Высоколежащие подзоны, свободные при нулевой температуре. Для них  $\frac{\mu_1 - E_j}{kT} \ll 0$  и

$$G_j = \frac{2e^2}{h} e^{\frac{\mu_1 - E_j}{kT}} \ll 1. \quad (8)$$

Вклад таких подзон в проводимость экспоненциально мал. Кроме того, если концентрация носителей достаточно мала, то условие  $\frac{\mu_1 - E_j}{kT} < 0$  выполняется для всех подзон, в том числе и для наинизшей по энергии. В последнем случае баллистическая проводимость квантовой проволоки

$$G \approx e^2 \pi \sqrt{\frac{2\pi}{mkT}} n \quad (9)$$

спадает до нуля при уменьшении концентрации носителей тока.

Таким образом, в результате проведенного выше рассмотрения зависимости проводимости от химического потенциала для различных значений температуры [(5), рис. 10,  $a$ ] видно, что квантовая лестница про-

водимости ”размывается” с повышением температуры и исчезает, когда  $kT$  становится по порядку величины равным расстоянию между уровнями размерного квантования.

Подобное температурное тушение баллистической проводимости при частичном заполнении подзон размерного квантования было обнаружено при исследовании кремниевой квантовой проволоки ( $2 \times 2 \text{ нм}^2$ ), электростатически сформированной с помощью методики расщепленного затвора внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы (100)  $p$ -типа. Положение уровня Ферми, определяемое сечением проволоки, концентрацией двумерных дырок ( $\sim 2.5 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ ) и эффективной длиной одномерного канала ( $\sim 4 \text{ мкм}$ ), соответствовало заполнению одномерных подзон как тяжелой, так и легкой дырок, которое проявляется в величине квантовых ступенек, полученных при  $U_{ds} = 0.01 \text{ В}$  (рис. 10,  $b$ ). Наблюдаемое температурное сглаживание квантованной проводимости при значениях  $U_g$ , соответствующих квантовым ступенькам (рис. 10,  $b$ ), хорошо согласуется с расчетной зависимостью (5) (рис. 10,  $a$ ), принимая во внимание величину энергетического зазора между одномерными подзонами для исследуемых квантовых проволок ( $\sim 42 \text{ мэВ}$ , см. далее).

Следует отметить, что обнаруженная квантовая лестница проводимости не содержит первой квантовой ступеньки,  $G_0 \approx 2e^2/h$ , обусловленной вкладом тяжелых дырок, и, кроме того, значительная часть квантовой ступеньки, соответствующей заполнению первой одномерной подзоны легкой дырки, меньше предсказанного теорией значения  $G_0 = 4e^2/h$ . Данное тушение первых ступенек квантовой лестницы проводимости, по видимому, возникает в результате обратного рассеяния носителей тока, которое начинает доминировать внутри длинных квантовых проволок при наличии примесных центров вдоль их границ [27,29].

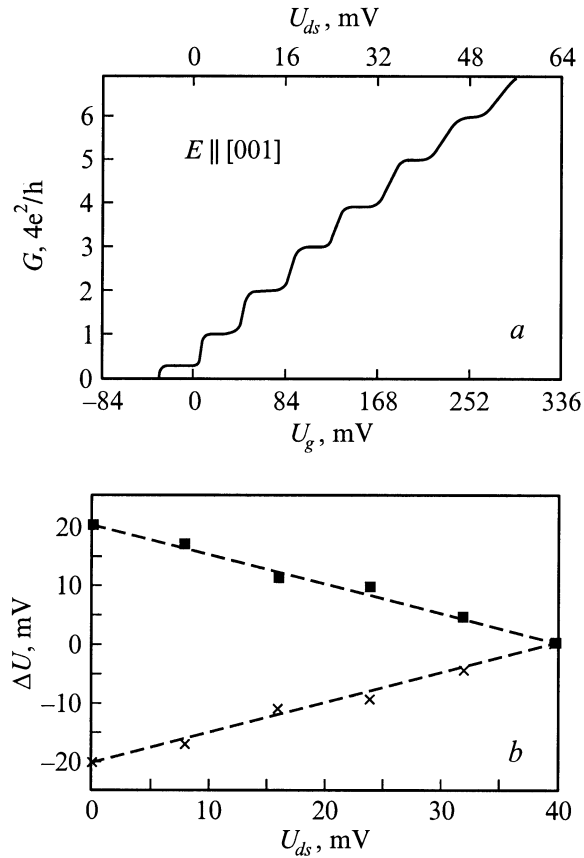
Таким образом, полученное выражение для баллистической проводимости квантовой проволоки при конечных температурах позволяет описать температурное тушение квантовых ступенек, возникающих в проводимости при прохождении уровня Ферми через подзоны размерного квантования. Показано, что в пределе малых продольных напряжений вклад заполненных подзон в баллистическую проводимость описывается классической формулой (2), тогда как при частичном их заполнении проводимость падает вдвое. Это приводит к температурному тушению квантовых ступенек в зависимости проводимости от позиции уровня Ферми, когда  $kT$  приближается к величине энергетического зазора между уровнями размерного квантования. Кроме того, в отличие от классического поведения баллистической температуры при  $T = 0$  [см. (2) и (6)], при конечных температурах следует ожидать тушения квантовой лестницы проводимости вследствие уменьшения концентрации носителей тока. Возможно, данный механизм лежит в основе резкого уменьшения амплитуды ” $0.7(2e^2/h)$ ” — особенности первой квантовой ступеньки, которое возникает при сверхнизкой концентрации носителей тока

вследствие поляризации квантовых проволок в нулевом магнитном поле [19,40].

### 3.4. Тушение квантовых ступенек в продольном электрическом поле

Регистрация квантовой лестницы проводимости  $G(U_g)$  с помощью методики расщепленного затвора практически всегда сопровождается ее тушением с ростом номера ступеньки [17,40–42]. Эта нелинейная квантованная проводимость может быть следствием усиления шумовых флуктуаций продольного напряжения  $U_{ds}$  при увеличении напряжения на затворе  $U_g$ , которые индуцируют переходы носителей тока между соседними одномерными подзонами. Такие переходы наиболее вероятны при напряжениях  $U_g$ , соответствующих квантовым ступенькам, что приводит к возникновению нелинейной ВАХ при увеличении их номера. Причем полное тушение квантовой лестницы проводимости должно наблюдаться при значениях  $U_{ds}$ , соответствующих протяженности плато между двумя ступеньками. На первый взгляд кажется, что, контролируя линейность токовых ВАХ  $I_{ds}-U_{ds}$ , при жестком требовании которой получено выражение (2), можно определить условия тушения квантовой лестницы [16,20]. Однако данный подход основан на полной независимости  $U_{ds}$  от  $U_g$ , что практически сложно реализовать вследствие их недостаточной "развязки". Поэтому для идентификации возможного механизма нелинейного тушения квантованной проводимости представляется целесообразным использовать в рамках конструкции расщепленного затвора развертку продольного напряжения  $U_{ds}$ .

Преимущества данной методики были продемонстрированы при исследовании тушения квантовой лестницы дырочной проводимости с помощью конструкции расщепленного затвора, ориентированной вдоль кристаллографического направления [001] в плоскости кремниевой квантовой ямы (100)  $p$ -типа. Концентрация двумерных дырок,  $1.6 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ , и сечение одномерного канала,  $2 \times 2 \text{ нм}^2$ , определяли вклад легких и тяжелых дырок в квантованную проводимость, который проявлялся в величине ее ступенек, зарегистрированных в условиях развертки продольного напряжения  $U_{ds}$  при  $U_g > 0$  (рис. 11, *a*). Полученная квантовая проволока, по видимому, была слабо разупорядочена, что позволило впервые обнаружить при  $T = 77 \text{ К}$  и  $U_{ds} = 0.01 \text{ В}$  ( $U_g < 0$ ) полную поляризацию тяжелых дырок в нулевом магнитном поле, несмотря на значительную длину одномерного канала 5 мкм. Этот вывод следует из анализа величины первой ступеньки квантовой лестницы проводимости  $e^2/h$ , которая обусловлена вкладом тяжелых дырок и соответствует проводимости одномерного канала, поляризованного в нулевом магнитном поле вследствие слабого беспорядка,  $G = 1/2 G_0$  [19,43]. При этом величина второй квантовой ступеньки, которая отражает вклад легких дырок в проводимость квадратных квантовых проволок  $p$ -типа, также свидетельствует об их



**Рис. 11.** *a* — полевое тушение ВАХ квантовой лестницы дырочной проводимости одномерного канала, ориентированного вдоль оси [001] внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы  $p$ -типа проводимости в плоскости Si (100), обнаруженное при  $T = 77 \text{ К}$  в условиях изменения напряжения исток–сток. Позиция уровня Ферми соответствует заполнению одномерных подзон тяжелой и легкой дырок. *b* — соответствующее тушение плато квантовой лестницы дырочной проводимости, полученное на основании данных *a*.

спонтанной спиновой поляризации в нулевом магнитном поле,  $G = 0.7(4e^2/h)$  (см. рис. 11, *a*). Обнаруженная поляризация тяжелых и легких дырок подчеркивает важнейшую роль обменного взаимодействия при изучении транспорта одиночных носителей тока в коротких узких квантовых проволоках [17–26]. Причем в данном случае тяжелые дырки могут быть поляризованными как в результате перехода в возбужденное триплетное состояние, так и путем обменного взаимодействия через легкие дырки, что в свою очередь приводит к поляризации последних.

Следует отметить, что тушение квантовой лестницы вследствие развертки продольного поля было зарегистрировано не только при использовании  $U_g$  и  $U_{ds}$ , строго независимых в рамках конструкции расщепленного затвора (рис. 11, *a*), но и в условиях внешнего электрического поля  $U_{DS} = U_g + U_{ds}$ , приложенного вдоль плоскости исследуемой квантовой ямы, ограниченной двумя сегнетоэлектрическими  $\delta$ -барьерами [34,37]. В этом

случае развертка продольного напряжения  $U_{DS} > 0$ , с одной стороны, стимулировала формирование одномерных подзон за счет упорядочения примесных диполей в сегнетоэлектрических  $\delta$ -барьерах ( $U_g > 0$ ), а с другой — обеспечивала перенос одиночных дырок ( $U_{ds} > 0$ ). Причем при  $U_g > 0$  наблюдалось хорошее согласие данных, полученных с помощью обеих использованных методик.

Экспериментальная зависимость тушения квантовой лестницы дырочной проводимости может быть использована для определения энергетического зазора между одномерными дырочными подзонами. При этом важно подчеркнуть высокую линейность развертки продольного электрического поля во всем диапазоне регистрации квантовой лестницы проводимости, полное тушение которой достигалось, когда  $eU_{ds}$  становилось сравнимым с величиной энергетического зазора между одномерными дырочными подзонами. Зависимость изменения ширины квантовой ступеньки от  $U_{ds}$ , полученная на основании данных рис. 11, *a*, представлена на рис. 11, *b*. Величина энергетического зазора между одномерными дырочными подзонами 42 мэВ (см. рис. 11, *b*) находится в хорошем согласии с протяженностью плато между квантовыми ступеньками (рис. 11, *a*). Тем не менее следует отметить, что при построении зависимости на рис. 11, *b* пренебрегалось возможностью усиления процессов тушения квантовой лестницы проводимости при увеличении номера ступеньки, которое было недавно зарегистрировано при изучении квантовой проволоки в GaAs–GaAlAs [20]. Однако данные [16,20] демонстрируют тушение квантовой лестницы электронной проводимости при значениях  $eU_{ds}$ , много меньших, чем протяженность плато между квантовыми ступеньками, что ставит вопрос о реальной зависимости  $U_{ds}$  от  $U_g$  в рамках использованной в [16,20] конструкции расщепленного затвора.

### 3.5. Квантованная проводимость при разогреве баллистических носителей тока в продольном электрическом поле

Если анализировать форму ступенек квантовой лестницы проводимости, то необходимо учитывать их возможное усиление вследствие разогрева баллистических носителей тока, который возникает даже при малых значениях продольного напряжения, когда индуцированные переходы между одномерными подзонами маловероятны. Подобные эффекты разогрева должны проявляться прежде всего при исследовании квантовых проволок конечной длины, характеристики которых не описываются в режиме квантового точечного контакта. В этом случае может изменяться не только амплитуда квантовых ступенек, но и искажаться плато квантовой лестницы проводимости, что затрудняет использование расщепленного затвора для идентификации относительного вклада в ее формирование процессов упругого обратного рассеяния и электрон-электронного взаимодействия [29,41]. Возможности экспериментальной оценки влияния полевого

разогрева носителей тока на характеристики квантованной проводимости демонстрируются далее при обсуждении результатов исследований кремниевой квантовой проволоки *n*-типа.

Сначала рассмотрим особенности проводимости квантовой проволоки, к которой приложено конечное продольное напряжение, по сравнению со случаем квантового точечного контакта в пределе бесконечно малых продольных напряжений. Для этого рассмотрим квантовую проволоку, ограниченную на участке  $[0; L]$ , падение электрического потенциала вдоль которой описывается гладкой монотонно убывающей функцией  $-U(x)$ ;  $U(0) = 0$ ;  $U(L) = V$ . Будем считать, что распределение носителей в данной проволоке локально-равновесное и в каждой ее точке является фермиевским, тогда как химический потенциал зависит от координаты  $x$ :  $\mu(x) = \mu_0 - eU(x)$ . Единственным условием применимости такого приближения является достаточная длина проволоки и медленность спада потенциала. При нулевой температуре ток через левую границу проволоки равен

$$I = \sum_i dI(x_i), \quad (10)$$

где  $dI(x_i)$  обозначает вклад в ток электронов от участка проволоки  $[x_i; x_i + dx]$ . Этот ток не равен  $G_0 dU_i$ , как в случае квантового точечного контакта ( $G_0 = 2e^2/h$ ), поскольку внутри протяженной проволоки на участке  $[x_i; L]$  происходит разогрев носителя тока, который в результате приобретает дополнительную скорость  $\sqrt{2e[V - U(x_i)]/m}$ . Таким образом, при нулевой температуре имеем

$$\begin{aligned} dI(x) &= e \sum_{\epsilon_F - eV < \epsilon < \epsilon_F} v_x = \frac{e}{m} \sum_{\epsilon_F - eV < \epsilon < \epsilon_F} p_x \\ &= \left( G_0 + \frac{e^2}{2\pi\hbar p_F} \sqrt{2me[V - U]} \right) dU, \end{aligned} \quad (11)$$

где  $v_x$  —  $x$ -компонента скорости носителя,  $p_F$  — начальное значение импульса носителя, равное фермиевскому импульсу. Для того чтобы получить полный ток через левый край проволоки, данное выражение надо проинтегрировать по  $U$ :

$$\begin{aligned} I &= \int_0^V \left( G_0 + \frac{e^2}{2\pi\hbar p_F} \sqrt{2me[V - U]} \right) dU \\ &= G_0 V \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{2meV}}{3p_F} \right\}. \end{aligned} \quad (12)$$

Проводимость квантовой проволоки конечной длины, таким образом, равна

$$G = \frac{I}{V} = G_0 \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{2meV}}{3p_F} \right\}. \quad (13)$$

Эта величина всегда больше, чем проводимость квантового точечного контакта, поскольку она учитывает разогрев носителя внутри квантовой проволоки. Кроме того, в отличие от случая квантового точечного контакта проводимость баллистической проволоки конечной длины нелинейным образом зависит от приложенного продольного поля. В формулу для проводимости не входит длина проволоки и форма спада потенциала  $U(x)$ , т.е. она носит универсальный характер.

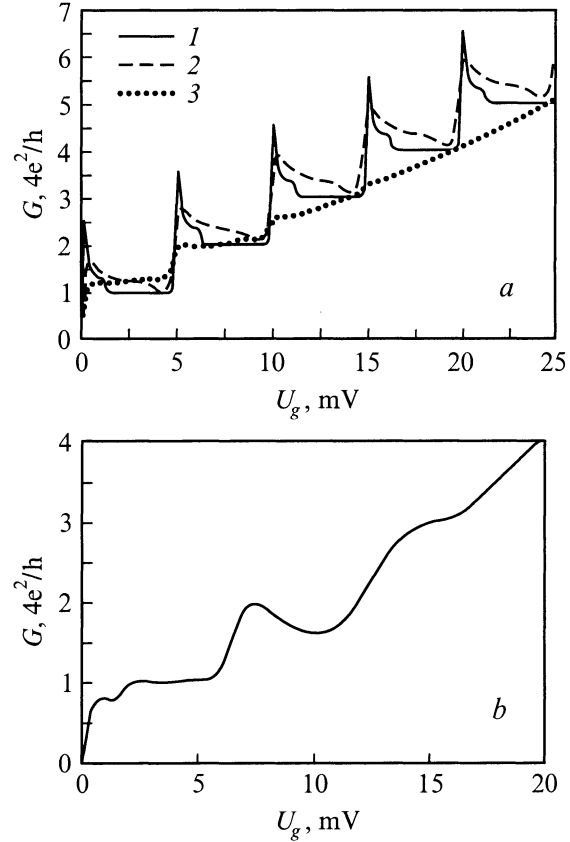
Если рассматривать квантовую проволоку при конечной температуре, то выражение (15) может быть модифицировано аналогично (5):

$$\begin{aligned} dI(x) &= \frac{2e}{2\pi\hbar m} \int_0^\infty \left( p + \sqrt{2me[V-U]} \right) \\ &\quad \times [f(p, \mu, T) - f(p, \mu - eU, T)] dp \\ &= \frac{G_0 dU}{1 + e^{\frac{E_i - \mu}{kT}}} + \frac{2e^2 dU}{h} \sqrt{\frac{e[V-U]}{kT}} \\ &\quad \times \int_0^\infty \frac{dx}{1 + \text{ch}[x^2 + (E_i - \mu)/2mkT]}. \end{aligned} \quad (14)$$

Проводимость, таким образом, равна

$$\begin{aligned} G &= \frac{I}{V} = \frac{1}{V} \int dI \\ &= G_0 \left\{ \frac{1}{1 + e^{\frac{E_i - \mu}{kT}}} + \sqrt{\frac{eV}{kT}} g(\mu, E_i, T) \right\}. \end{aligned} \quad (15)$$

Видно, что полученная зависимость баллистической проводимости от продольного напряжения  $G = a + \sqrt{bV}$  качественно совпадает со случаем  $T = 0$ . Однако входящие в выражение (15) константы зависят от температуры. Таким образом, как при нулевой, так и при конечной температуре учет полевого разогрева носителей приводит к возрастанию проводимости по сравнению с классическим значением  $G_0 = 2e^2/h$ . Особенно ярко это увеличение проявляется при совпадении химического потенциала с дном одномерной подзоны. Вследствие полевого разогрева носителей тока баллистическая проводимость обращается в этих точках в бесконечность при нулевой температуре, тогда как увеличение температуры приводит к "сглаживанию" данного скачка проводимости (рис. 12, *a*). Кроме того, влияние полевого разогрева на форму квантовой лестницы проводимости может нивелироваться вследствие ее тушения, стимулируемого электрически индуцированными переходами носителей тока между одномерными подзонами (рис. 12, *a*). Причем тушение квантовых ступенек начинает доминировать в конкуренции с процессами полевого разогрева носителей тока при неконтролируемом возрастании продольного напряжения  $U_{ds}$  в условиях развертки напряжения на затворе  $U_g$ , что довольно часто возникает при их недостаточной развязке. В этом случае должно наблюдаться



**Рис. 12.** Полевой разогрев ВАХ квантовой лестницы электронной проводимости одномерного канала, ориентированного вдоль оси [001] внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы  $n$ -типа проводимости в плоскости Si (100), обнаруженной в условиях варьирования напряжением исток–сток. *a* — результаты численного расчета, выполненные при  $kT/\Delta E = 0.01$  (1), 0.05 (2), 0.05 с учетом полевого тушения, показанного на рис. 11, *b* (3). *b* — экспериментальная зависимость, полученная при  $T = 77$  К.

рассмотренное выше тушение квантовой лестницы проводимости при увеличении номера ступеньки, а эффекты полевого разогрева проявляются только при регистрации ступенек с малыми номерами (рис. 12, *a*).

Подобная зависимость  $G(U_g)$  была обнаружена при  $T = 77$  К в процессе исследования одномерного канала [001], полученного в плоскости кремниевой квантовой ямы (100)  $n$ -типа с помощью методики расщепленного затвора (рис. 12, *b*). Продольное напряжение ( $U_{ds}$ ) устанавливалось в ходе измерений на уровне 0.01 В. Величина ступенек электронной квантованной проводимости  $G(U_g)$ ,  $4e^2/h$  ( $g_s = 2$ ,  $g_v = 2$ ), находится в строгом соответствии со значением долиного фактора для оси [001] в плоскости Si (100). Сечение исследованных квантовых проволок ( $2 \times 2$  нм<sup>2</sup>) и низкая концентрация двумерных электронов,  $7.0 \cdot 10^{12}$  м<sup>-2</sup>, обеспечили регистрацию как поляризации вследствие обменного взаимодействия, так и полевого разогрева электронов в одномерном канале с эффективной длиной 2.5 мкм. Форма первой ступень-

ки свидетельствует о наличии  $0.7(4e^2/h)$  особенности, которая, по-видимому, идентифицирует возникновение спонтанной спиновой поляризации в одномерных каналах за счет обменного взаимодействия [17,22]. Полученная зависимость  $G(U_g)$  показывает, что обменное взаимодействие в значительной степени подавляет процессы полевого разогрева в квантовых проволоках с малой концентрацией электронов. Однако увеличение концентрации электронов при развертке напряжения на затворе приводит к снижению эффективности обменного взаимодействия и соответствующему росту амплитуды второй ступеньки в условиях доминирования полевого разогрева (рис. 12, *b*). Тем не менее обнаруженная квантовая лестница проводимости демонстрирует влияние полевого разогрева электронов только на вторую ступеньку, тогда как остальные квантовые ступеньки интенсивно затухают при увеличении их номера. Наблюдаемое тушение квантовой лестницы, по-видимому, является результатом отмеченного выше неконтролируемого возрастания продольного напряжения  $U_{ds}$  в условиях развертки напряжения на затворе  $U_g$ , которое усиливается в узких проволоках с малой линейной концентрацией носителей тока.

Следует отметить, что предложенный механизм увеличения баллистической проводимости вследствие полевого разогрева носителей позволяет объяснить рост амплитуды ступенек [9] и искажения формы плато квантовой лестницы проводимости [29], обнаруженные при исследовании длинных квантовых проволок, которые предварительно рассматривались в рамках модели упругого электрон-электронного и электрон-примесного рассеяния [27]. Поэтому для идентификации относительного вклада этих двух механизмов в характеристики квантовой лестницы проводимости, по-видимому, требуется дополнительное экспериментальное тестирование с помощью варьирования исходной концентрацией двумерных носителей тока.

### 3.6. Квантованная проводимость в условиях интерференции носителей тока в модулированных квантовых проволоках

Как отмечено выше, величина ступенек квантовой лестницы проводимости, как правило, несколько меньше, чем  $G_0 = g_s g_v e^2/h$ , что, в частности, может быть результатом влияния упругого рассеяния носителей тока на примесных центрах, расположенных вдоль границ квантовой проволоки [27,29]. Однако внутренние барьеры, создаваемые остаточными примесными центрами, не только способствуют затуханию квантованной проводимости, но и модулируют ее в зависимости от напряжения на затворе  $U_g$  и на дополнительных "пальчиковых" затворах (рис. 1, *b*). Экспериментально наблюдались два типа осцилляций квантованной проводимости, которые индуцировались прохождением одиночных носителей тока через квантовые точки, сформированные между барьерами внутри модулированной квантовой проволоки.

К первому типу относятся кулоновские осцилляции, возникающие вследствие перезарядки квантовых точек в зависимости от величины потенциала, локализованного на барьерах с помощью пальчиковых затворов  $U_{g1}$ ,  $U_{g2}$  (рис. 1, *b*) при задаваемой постоянной энергии туннелирующих одиночных носителей ( $U_{ds} = \text{const}$ ) [1,3,30,44,45]. Кулоновские осцилляции имеют многоэлектронную природу и связаны с электростатическим отталкиванием носителей тока, находящихся внутри квантовой точки. Поэтому появление кулоновских осцилляций возможно только при слабой связи вмонтированной в проволоку квантовой точки с остальной проволокой. Другими словами, потенциальные барьеры должны быть достаточно высокими и широкими, что обеспечивает большие времена жизни носителей внутри квантовой точки [45,46]. При этом проводимость всегда остается гораздо меньше  $g_s g_v e^2/h$  [3,44–46]:

$$G = g_s g_v \frac{e^2}{h} \frac{\mathcal{T}_1 \mathcal{T}_2}{\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2} \frac{4\Gamma_1 \Gamma_2}{E_a^2(U_g) + (\Gamma_1 + \Gamma_2)^2}, \quad (16)$$

где  $\mathcal{T}_1$ ,  $\mathcal{T}_2$  — коэффициенты прохождения через барьеры, ограничивающие квантовую точку;  $\Gamma_1$ ,  $\Gamma_2$  — ширина квазисвязанного состояния, связанная с уходом носителя тока через левый и правый барьеры соответственно;  $E_a(U_g)$  равна ширине кулоновской щели ( $e^2/C$ ) (где  $C$  — емкость квантовой точки), кроме значений  $U_g$ , соответствующих условию зарядового вырождения  $U_g = -(N+1/2)e/C$ , при выполнении которого она обращается в нуль, вследствие чего кондактанс становится отличным от нуля.

Таким образом, проводимость квантовой проволоки, содержащей слабо связанную с берегами квантовую точку, зависит осцилляционным образом от поданного на нее потенциала. Максимумы проводимости определяются условиями вырождения энергии квантовой точки. Причем значения проводимости даже в точках максимума значительно меньше величины кванта проводимости  $g_s g_v e^2/h$ .

Расстояние между двумя соседними пиками при туннелировании через малоэлектронную точку равно

$$\Delta U_g = \frac{e}{C} + \frac{\varepsilon_{N+1} - \varepsilon_N}{e} \quad (17)$$

и зависит, таким образом, от номера пика, в отличие от случая многоэлектронной точки, для которой  $\Delta U_g = e/C$ . Иными словами, при туннелировании через многоэлектронные квантовые точки кулоновские осцилляции носят периодический характер, тогда как при транспорте носителей тока через малоэлектронные точки их регулярность нарушается. Следует отметить, что более строго позиции резонансов проводимости могут быть определены с помощью численного расчета собственных значений энергии для реальной формы квантовых точек [47].



Второй тип осцилляций плато квантованной проводимости возникает, если пространство между потенциальными барьерами сильно связано с остальной квантовой проволокой. В этом случае рассмотрение одномерного транспорта как одноэлектронного туннелирования через квантовую точку выглядит неадекватным. Более предпочтительным является подход, опирающийся на квантовую интерференцию, индуцируемую процессами упругого обратного рассеяния носителей тока между модулирующими барьерами. Его привлечение позволяет объяснить осцилляционный характер зависимости проводимости от фермиевской энергии, т.е. от величины как поперечного ( $U_g$ ), так и продольного электрического поля ( $U_{ds}$ ). Причем осцилляции проводимости в зависимости от приложенного напряжения являются прямым отражением осцилляций коэффициента прохождения в зависимости от энергии падающих на потенциальный барьер частиц  $\mathcal{T}(E_F)$ .

Следует отметить, что максимумы проводимости возникают при значениях энергии, соответствующих прохождению системы барьеров без отражения ( $\mathcal{T} = 0$ ) вследствие интерференции волн, испытавших многократное рассеяние в межбарьерной области. Кроме того, в отличие от одноэлектронного туннелирования через квантовую точку, в случае квантовой интерференции на модулирующих барьерах значения кондактанса в резонансных точках совпадают с величиной кванта проводимости ( $g_s g_v e^2/h$ ).

Более наглядно роль интерференции в формировании  $\mathcal{T}(E)$ ,  $k \propto E$ , может быть проиллюстрирована на примере одномерной системы, состоящей из двух барьеров, причем не обязательно одинаковых и не обязательно  $\delta$ -образных. Пусть  $t_1$  и  $t_2$  обозначают абсолютную величину амплитуды прохождения через первый и второй барьеры, а  $r_1$ ,  $r_2$  — абсолютную величину амплитуды отражения. Обозначим через  $\varphi_{11}$  изменение фазы волны, прошедшей через первый барьер,  $\varphi_{22}$  — изменение фазы волны, прошедшей через второй барьер,  $\varphi_{12}$  — изменение фазы волны, распространяющейся справа налево при отражении от первого барьера,  $\varphi_{21}$  — изменение фазы волны, распространяющейся слева направо при отражении от второго барьера. Тогда амплитуда прохождения через двухбарьерную систему равна

$$A = t_1 t_2 e^{i(\varphi_{11} + \varphi_{22})} \sum_{j=1}^{\infty} r_1 r_2 e^{i(\varphi_{12} + \varphi_{21})} = \frac{t_1 t_2 e^{i(\varphi_{11} + \varphi_{22})}}{1 - r_1 r_2 e^{i(\varphi_{12} + \varphi_{21})}}. \quad (18)$$

Коэффициент прохождения таким образом равен

$$\mathcal{T} = \frac{\mathcal{T}_1 \mathcal{T}_2}{1 + (1 - \mathcal{T}_1)(1 - \mathcal{T}_2) - 2\sqrt{(1 - \mathcal{T}_1)(1 - \mathcal{T}_2)} \cos(\varphi)}. \quad (19)$$

$$\varphi = \varphi_{12} + \varphi_{21}$$

Отличие формулы (19) от ее классического аналога состоит в наличии множителя, ответственного за ин-

терференцию  $e^{i(\varphi_{12} + \varphi_{21})}$ , который приводит к увеличению коэффициента прохождения через двухбарьерную систему при определенных энергиях налетающей частицы. Роль многократных рассеяний особенно важна при тех значениях энергии налетающей частицы, когда значение коэффициента прохождения достигает единицы. Поэтому для системы из нескольких барьеров иногда вводится понятие квазиуровней — значений энергии, при которых частица, заключенная в межбарьерное пространство испытывает многократные рассеяния, прежде чем покинуть его. При этом повышается время нахождения частицы между барьерами, т.е. возникает "квазисвязанное" состояние. Если энергия частицы находится в резонансе с энергией квазиуровня, то коэффициент прохождения достигает единичного значения. В окрестности резонанса амплитуда прохождения описывается формулой Брейта-Вигнера [46]:

$$A = \frac{i\Gamma/2}{\varepsilon - \varepsilon_n + i\Gamma/2}, \quad (20)$$

где  $\varepsilon$  — энергия частицы,  $\varepsilon_n$  — положение квазиуровня,  $\Gamma$  — ширина квазиуровня.

Видно, что учет интерференции радикально меняет зависимость  $\mathcal{T}(E)$ . При некоторых значениях энергии падающей частицы интерференция приводит к увеличению вероятности прохождения вплоть до единичного значения, при других же значениях приводит к ее существенному уменьшению. Отметим, что при малых значениях  $E$  интерференция приводит к подавлению коэффициента прохождения.

Таким образом, в отличие от случая кулоновских осцилляций, в условиях квантовой интерференции на модулирующих барьерах проводимость квантовой проволоки при резонансных значениях энергии соответствует  $g_s g_v e^2/h$ . Тем не менее представляет интерес формулировка более строгого критерия, позволяющего разграничить вклад этих механизмов в формирование квантовой лестницы проводимости.

Во-первых, отметим, что кулоновские осцилляции могут наблюдаться только в зависимости от напряжения, приложенного к модулирующим барьерам  $U_{g1}$ ,  $U_{g2}$ ,  $U_g$  [1,3,44,45], в то время как интерференционные осцилляции — в условиях варьирования как поперечным  $U_g$ , так и продольным  $U_{ds}$  полем [30,34,37].

Во-вторых, если регистрация проводимости проводится в зависимости от поперечного напряжения  $U_g$ , то критерием разграничения интерференции и кулоновских осцилляций может служить мощность ограничивающих точку барьеров. При "большой" мощности наблюдается одноэлектронная перезарядка, при "малой" мощности — квантовая интерференция. Обоснуем данное утверждение и рассмотрим более подробно, какие мощности следует считать большими, а какие — малыми. Для этого учтем, что одноэлектронная перезарядка квантовой точки может быть описана с помощью туннельного

гамильтониана андерсоновского типа:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_i \varepsilon_i c_i^\dagger c_i + \sum_i \varepsilon_k a_i^\dagger a_k + \sum_i \varepsilon_k b_i^\dagger b_k \\ & + \sum_{i,k} (t_a c_i^\dagger a_k + t_a^* a_k^\dagger c_i) \\ & + \sum_{i,k} (t_b c_i^\dagger b_k + t_b^* b_k^\dagger c_i) + U \sum_{i < j} c_i^\dagger c_i c_j^\dagger c_j, \end{aligned} \quad (21)$$

где  $c_i^\dagger$ ,  $c_i$ ,  $a_k^\dagger$ ,  $a_k$ ,  $b_k^\dagger$ ,  $b_k$  — операторы рождения и уничтожения электрона в квантовой точке, левом и правом берегах. Первый член описывает гамильтониан изолированной точки, второй — левого берега, третий — правого берега, четвертый — переходы между левым берегом и точкой, пятый — переходы между правым берегом и точкой, шестой — многочастичные взаимодействия в точке [47].

Возможность использования такого гамильтониана подразумевает хорошую определенность одночастичных энергий квантовой точки  $\varepsilon_i$ . Иными словами, расстояние между соседними уровнями энергии  $\Delta\varepsilon$  должно быть гораздо больше ширины уровня  $\Gamma$ :  $\Delta\varepsilon \gg \Gamma$ .

Вычислим в полуклассическом приближении ширину уровня квантовой точки, ограниченной двумя барьерами, коэффициенты прохождения через которые равны  $\mathcal{T}_1$  и  $\mathcal{T}_2$ . Величина  $\Gamma$  связана с возможностью для электрона покинуть квантовую точку через левый барьер прозрачности  $\mathcal{T}_1$  и правый барьер прозрачности  $\mathcal{T}_2$  и может быть представлена как  $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$ , где ширина  $\Gamma_1$  определяется возможностью ухода через левый, а  $\Gamma_2$  — через правый барьеры [45,46]. Согласно соотношению неопределенности,  $\Gamma_i \tau_i \approx \hbar$ , где  $\tau_i$  обозначает время жизни носителя в точке по отношению к выходу через  $i$ -й барьер. Считая, что носитель влетел в точку слева, для  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  имеем выражения в виде рядов

$$\begin{aligned} \tau_2 = & \tau \mathcal{T}_2 + 3\tau \mathcal{R}_2 \mathcal{T}_2 + 5\tau \mathcal{R}_2^2 \mathcal{T}_2 + \dots \\ = & \tau \mathcal{T}_2 (1 + 3\mathcal{R}_2 + 5\mathcal{R}_2^2 + \dots) = \tau \mathcal{T}_2 \sum_{j=1}^{\infty} (2j+1) \mathcal{R}_2^j, \\ \tau_1 = & 2\tau \mathcal{T}_1 + 4\tau \mathcal{R}_1 \mathcal{T}_1 + 6\tau \mathcal{R}_1^2 \mathcal{T}_1 + \dots \\ = & 2\tau \mathcal{T}_1 (1 + 2\mathcal{R}_1 + 3\mathcal{R}_1^2 + \dots) = 2\tau \mathcal{T}_1 \sum_{j=0}^{\infty} (j+1) \mathcal{R}_1^j, \end{aligned} \quad (22)$$

где  $\tau = L/v$  — время пролета межбарьерного расстояния  $L$  носителем тока со скоростью  $v$ ,  $\mathcal{R}_i = 1 - \mathcal{T}_i$ . Проводя суммирование рядов стандартным методом, получаем

$$\begin{aligned} \tau_2 = & \frac{\tau(1 + \mathcal{R}_2)}{\mathcal{T}_2} \approx \frac{2\tau}{\mathcal{T}_2}, \\ \tau_1 = & \frac{2\tau}{\mathcal{T}_1}. \end{aligned} \quad (23)$$

Таким образом,

$$\Gamma \approx \frac{\hbar v (\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2)}{2L}. \quad (24)$$

Расстояние  $\Delta\varepsilon$  между двумя соседними уровнями в квантовой точке может быть оценено как

$$\Delta\varepsilon \approx \frac{\hbar^2}{100mL^2} + \frac{e^2}{L}, \quad (25)$$

где первый член примерно соответствует расстоянию между соседними уровнями размерного квантования в квантовой точке, второй член учитывает вклад кулоновского отталкивания электронов (емкость точки  $C \propto L$ ). Отсюда следует условие применимости формализма одноэлектронного туннелирования и соответственно условия наблюдения кулоновских осцилляций

$$\frac{vL(\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2)}{\frac{\hbar}{100m} + \frac{e^2}{\hbar}L} \ll 1, \quad (26)$$

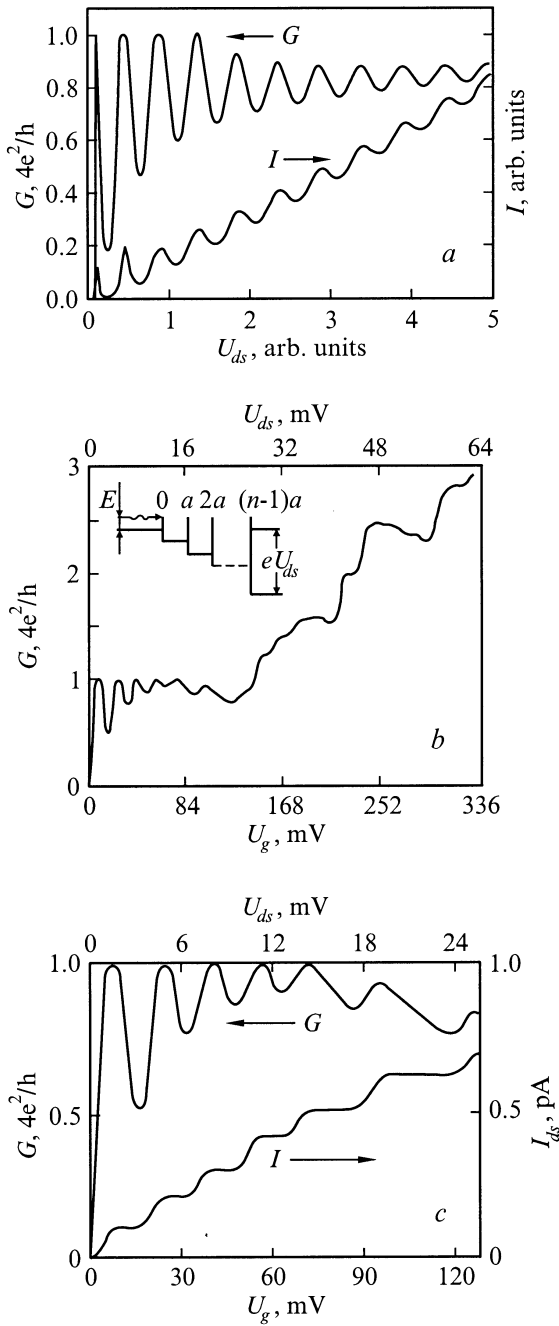
которые будут преимущественно наблюдаться при туннелировании носителей тока с малыми скоростями  $v$  через точки небольшого размера  $L$ , ограниченные слабо прозрачными барьерами ( $\mathcal{T}_1 + \mathcal{T}_2 \ll 1$ ). В противном случае прохождение носителей тока через систему модулирующих барьеров происходит в рамках механизма квантовой интерференции.

Таким образом, идентификация кулоновских осцилляций на фоне интерференционных эффектов является достаточно сложной задачей, тем более, что в условиях методики расщепленного затвора варьирование напряжением на основном и(или) "пальчиковых" затворах сопровождается соответствующим изменением кинетической энергии носителей тока. Поэтому наиболее оптимальным критерием обнаружения квантовой интерференции в модулированных квантовых проволоках является регистрация квантовой лестницы проводимости в условиях прецизионного линейного увеличения энергии носителей тока (см., например, рис. 11, а).

В этом случае осцилляции плато квантовой лестницы проводимости возникают вследствие энергетической зависимости коэффициента прохождения  $\mathcal{T}(E)$  [см. (19), (20)], поскольку модулированная квантовая проволока может быть описана как регулярная квантовая одномерная структура. Причем реальный профиль каждого барьера  $V(x)$  может быть заменен на  $\delta$ -образный. Потенциал единичного барьера в этом случае может быть представлен как  $\alpha\delta(x - R_b)$ , где  $R_b$  — точка локализации барьера, а постоянный коэффициент  $\alpha$  выбирается из условия

$$\alpha = \int_{-\infty}^{+\infty} V(x) dx, \quad (27)$$

которое выражает равенство мощностей реального и  $\delta$ -образного барьеров. Тогда гамильтониан квантовой



**Рис. 13.** *a* — результаты численного расчета периодических осцилляций в области токовых ступенек и плато квантовой лестницы проводимости, возникающих в рамках квантовой интерференции носителей тока на барьерах внутри модулированной квантовой проволоки. Мощность одиночного барьера ( $\alpha$ ) и расстояние между барьерами ( $L$ ) представлены в атомных единицах.  $n$  — число барьеров.  $n = 2, L = 20, \alpha = 0.2$ ; *b, c* — ВАХ квантовой лестницы дырочной проводимости модулированного одномерного канала, ориентированного вдоль оси [001] внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы  $p$ -типа проводимости в плоскости Si (100), обнаруженная при  $T = 77$  К в условиях изменения напряжения исток–сток. Позиция уровня Ферми соответствует заполнению одномерных подзон тяжелой и легкой дырок. На вставке к рис. *b* — одномерная система одиночных  $\delta$ -барьеров при наличии внешнего электрического поля.

проволоки может быть записан как

$$U(x) = \alpha \sum_{j=0}^{n-1} \delta(x - Lj), \quad (28)$$

где  $n$  — число барьеров,  $L$  — расстояние между ними. Данный потенциал использовался для получения с помощью метода матрицы перехода [48] аналитического выражения, описывающего энергетическую зависимость коэффициента прохождения  $T(E)$ . Однако для корректного рассмотрения осциллирующей плато квантовой лестницы проводимости необходимо учесть падение потенциала между модулирующими барьерами. В этом случае, кроме потенциала (28), следует принять во внимание некоторый потенциал  $U_{ext}(x)$ , создаваемый внешними источниками, который, как можно предположить, зависит линейно от внешнего электрического поля, приложенного вдоль квантовой проволоки:

$$U_{ext} = -eEx. \quad (29)$$

Поэтому для дальнейшего рассмотрения целесообразно использовать упрощенную модель, в рамках которой спад потенциала носит ступенчатый характер, вследствие чего для рассеивающего потенциала имеем (см. вставку на рис. 13, *b*)

$$U(x) = \sum_{j=0}^{n-1} \delta(x - Lj) + U_{ext}(x),$$

$$U_{ext}(x) = \begin{cases} 0, & x < 0 \\ -eEjL, & x \in [(n-1)\alpha, n\alpha] \\ -eEL(n-1), & x > (n-1)\alpha. \end{cases} \quad (30)$$

Волновое число падающего носителя пропорционально напряженности поля  $k_0 \propto E$ , где коэффициент пропорциональности является свободным параметром модели. По мере движения носителя волновое число изменяется. В области  $j$  между  $j$ -м и  $j+1$ -м барьерами оно равно

$$k_j = \sqrt{k_0^2 + 2meELj}. \quad (31)$$

Таким образом, волновая функция в этой области записывается как

$$\psi_j(x) = A_j \exp(ik_jx) + B_j \exp(-ik_jx). \quad (32)$$

Соответственно для условий сшивки на границе областей  $j$  и  $j+1$  имеем:

$$\begin{aligned} & A_{j+1} \exp(ik_{j+1}Lj) + B_{j+1} \exp(-ik_{j+1}Lj) \\ & = A_j \exp(ik_jLj) + B_j \exp(-ik_jLj) \\ & ik_{j+1}(A_{j+1} \exp(ik_{j+1}Lj) - B_{j+1} \exp(-ik_{j+1}Lj)) \\ & - ik_j(A_j \exp(ik_jLj) - B_j \exp(-ik_jLj)) \\ & = \frac{2m\alpha}{\hbar^2} (A_j \exp(ik_jLj) + B_j \exp(-ik_jLj)). \end{aligned} \quad (33)$$

Дальнейшее рассмотрение удобно вести в матричной форме, в рамках которой введем столбец новых комплексных амплитуд. Для этого вводим векторы  $\mathbf{X}_{j+1} = \begin{pmatrix} A_{j+1} \\ B_{j+1} \end{pmatrix}$  и  $\mathbf{X}_j = \begin{pmatrix} A_j \\ B_j \end{pmatrix}$ , с помощью которых получаем

$$\mathbf{X}_{j+1} = \mathbf{D}_j \mathbf{X}_j, \quad (34)$$

$$\mathbf{D}_j = \begin{pmatrix} \left( -\frac{i m \alpha}{\hbar^2 k_{j+1}} + \frac{1}{2} + \frac{k_j}{2k_{j+1}} \right) \exp[i(k_j - k_{j+1})Lj] \\ \times \left( -\frac{i m \alpha}{\hbar^2 k_{j+1}} + \frac{1}{2} - \frac{k_j}{2k_{j+1}} \right) \exp[-i(k_j + k_{j+1})Lj] \\ \left( \frac{i m \alpha}{\hbar^2 k_{j+1}} + \frac{1}{2} - \frac{k_j}{2k_{j+1}} \right) \exp[i(k_j + k_{j+1})Lj] \\ \times \left( \frac{i m \alpha}{\hbar^2 k_{j+1}} + \frac{1}{2} + \frac{k_j}{2k_{j+1}} \right) \exp[-i(k_j - k_{j+1})Lj] \end{pmatrix}. \quad (35)$$

Амплитуды прошедшей и отраженной волн определяются из системы двух линейных алгебраических уравнений, записываемых в матричной форме как

$$\mathbf{X}_n = \mathbf{D}_{n-1} \mathbf{X}_{n-1} = \mathbf{D}_{n-1} \mathbf{D}_{n-2} \dots \mathbf{D}_0 \mathbf{X}_0 = \mathfrak{R} \mathbf{X}_0,$$

$$\mathfrak{R} = \prod_{j=0}^{n-1} \mathbf{D}_j,$$

$$\mathbf{X}_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ B \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X}_n = \begin{pmatrix} A \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (36)$$

решение которой имеет вид

$$B = -\frac{\mathfrak{R}_{21}}{\mathfrak{R}_{22}}, \quad A = \mathfrak{R}_{11} - \frac{\mathfrak{R}_{12} \mathfrak{R}_{21}}{\mathfrak{R}_{22}}. \quad (37)$$

Произведение матриц  $\mathfrak{R} = \mathbf{D}_{n-1} \mathbf{D}_{n-2} \dots \mathbf{D}_0$  может быть вычислено аналитически только в случае нулевого продольного электрического поля, тогда как при его наличии возможен только численный анализ, если  $n$  произвольное число.

Коэффициент прохождения вычисляется как отношение плотностей прошедшего и падающего потоков частиц:

$$\mathcal{T} = \frac{J_{tr}}{J_f} = \frac{k_n}{k_0} |A|^2. \quad (38)$$

Результаты численного анализа ВАХ проводимости и тока в зависимости от параметров модулированной проволоки приведены на рис. 13, *a*. Периодические осцилляции проводимости и тока возникают в результате квантовой интерференции носителей тока на барьерах внутри модулированной квантовой проволоки. Следует отметить, что значения параметров модулированной квантовой проволоки, в особенности мощность единичного барьера, используемые при расчете зависимостей на рис. 13, *a*, были выбраны в рамках  $\delta$ -потенциальной модели, поскольку интерференция баллистических носителей, подтверждаемая осцилляциями квантованной проводимости, мгновенно исчезает, как только барьеры внутри модулированной квантовой проволоки перестают быть резкими. Причиной этого ограничения является

подавление обратного рассеяния баллистических носителей между барьерами, а также усиление их рассеяния внутри одноэлектронных подзон.

Таким образом, предложенная модель модулированной квантовой проволоки позволяет описать осцилляции плато квантованной проводимости в рамках квантовой интерференции носителей тока на сверхрезких внутренних барьерах. Эти осцилляции демонстрируются в настоящей работе на основании результатов исследований модулированной квантовой проволоки [001] длиной 5 мкм, полученной с помощью методики расщепленного затвора в плоскости кремниевой квантовой ямы (100)  $p$ -типа (рис. 13, *b* и *c*). Концентрация двумерных дырок,  $1.6 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$ , и сечение одномерного канала,  $2 \times 2 \text{ нм}^2$ , определяли вклад легких и тяжелых дырок в квантованную проводимость, который проявлялся в величине ее ступенек, зарегистрированных в условиях развертки напряжения  $U_{DS} = U_g + U_{ds}$ , приложенного вдоль плоскости исследуемой квантовой ямы, ограниченной двумя сегнетоэлектрическими  $\delta$ -барьерами. Как отмечено выше, формирование одномерных подзон в этом случае возникает за счет упорядочения примесных диполей в сегнетоэлектрических  $\delta$ -барьерах ( $U_g > 0$ ), тогда как развертка продольного напряжения  $U_{ds}$  обеспечивает изменение кинетической энергии баллистических дырок. Вышесказанное позволяет идентифицировать наблюдаемые осцилляции плато квантованной проводимости как индуцированные интерференционными эффектами при упругом обратном рассеянии дырок на  $\delta$ -образных барьерах. Причем их гашение с увеличением номера верхнего занятого состояния обусловлено сверхчувствительностью интерференции баллистических дырок к ширине квантовой проволоки и резкости модулирующих барьеров (рис. 13, *b*).

Следует отметить, что осциллирующий характер плато квантованной проводимости как функции  $U_{ds}$ , по-видимому, может выполнять роль экспериментального теста для того, чтобы выделить эффекты квантовой интерференции в модулированных квантовых проволоках на фоне кулоновских осцилляций, возникающих при развертке  $U_g$ ,  $U_{g1}$ ,  $U_{g2}$  вследствие образования квантовых точек между  $\delta$ -образными барьерами. Подобная взаимосвязь кулоновских осцилляций и интерференционных эффектов была обнаружена ранее в структурах с расщепленным затвором [30], что, возможно, явилось следствием неконтролируемых девиаций  $U_{ds}$  в процессе регистрации зависимости  $G(U_g)$ . Причем амплитуда фоновых осцилляций, обусловленных квантовой интерференцией на  $\delta$ -образных барьерах, была сравнима с амплитудой регистрируемых кулоновских осцилляций.

Гораздо более трудной задачей является идентификация кулоновских осцилляций на фоне нескольких плато квантовой лестницы проводимости [41,42]. Форма ВАХ, регистрируемая в этом случае, аналогична представленной на рис. 13, *b* и *c*, но в отличие от квантовой интерференции на  $\delta$ -барьерах кулоновские осцилляции имеют значительно меньшую амплитуду на фоне квантовой лестницы проводимости,  $\Delta G \ll g_s g_v e^2/h$ . Однако основным признаком принадлежности осцилляций в

области плато квантовой лестницы проводимости либо к квантовой интерференции, либо к кулоновским осцилляциям является их различная реакция на изменение кинетической энергии носителей тока в условиях варьирования  $U_{ds}$ .

## Заключение

Таким образом, с помощью методики расщепленного затвора были реализованы и исследованы различные версии квантовой лестницы электронной и дырочной проводимости одномерных каналов, электростатически индуцированных внутри самоупорядоченных кремниевых квантовых ям. Для этой цели использовались узкие квантовые ямы (2 нм), спонтанно сформированные между сильно легированными  $\delta$ -барьерами внутри сверхмелких диффузионных профилей бора (10–30 нм), полученных путем неравновесной диффузии на поверхности Si (100). Характеристики самоупорядоченных кремниевых квантовых ям  $n$ - и  $p$ -типа проводимости определялись при регистрации угловых зависимостей спектров циклотронного и электронного парамагнитного резонансов, которые позволили идентифицировать кристаллографическую ориентацию квантовых ям и сегнетоэлектрические свойства  $\delta$ -барьеров. Благодаря малой ширине квантовых ям и сегнетоэлектрическим свойствам ограничивающих их  $\delta$ -барьеров, ВАХ квантовой лестницы проводимости одномерных каналов впервые были исследованы при высокой температуре ( $T \geq 77$  К) в зависимости от кинетической энергии электронов и дырок.

Установлено, что величина квантовых ступенек электронной проводимости проволок  $n$ -типа определяется анизотропией зоны проводимости кремния в ориентации [001] ( $G_0 = 4e^2/h$ ,  $g_v = 2$ ) и [011] ( $G_0 = 8e^2/h$ ,  $g_v = 4$ ).

Впервые зарегистрирована квантовая лестница дырочной проводимости кремниевых проволок  $p$ -типа. В этом случае квантовые ступеньки проводимости возникали как результат независимых вкладов одномерных подзон тяжелых и легких дырок, что проявлялось при исследовании квадратных квантовых проволок в удвоении квантовых ступенек ( $G_0 = 4e^2/h$ ), за исключением первой квантовой ступеньки, которая равна  $2e^2/h$  вследствие отсутствия вырождения нижней одномерной подзоны.

Показано, что температурное и полевое тушение квантовой лестницы проводимости возникает, когда  $kT$  и энергия полевого разогрева носителей тока становятся сравнимыми с величиной энергетического зазора между одномерными подзонами.

Обнаружен эффект усиления амплитуды квантовых ступенек при увеличении кинетической энергии электронов в проволоках конечной длины, не описываемых в режиме квантового точечного контакта.

Обнаружена спонтанная спиновая поляризация тяжелых и легких дырок, возникающая вследствие доминирования обменного взаимодействия при слабом заполнении нижних одномерных подзон в кремниевых квантовых проволоках.

Обнаружены осцилляции плато квантовой лестницы проводимости, которые обусловлены квантовой интерференцией дырок на  $\delta$ -барьерах в модулированных кремниевых проволоках  $p$ -типа. Определены условия применения методики расщепленного затвора для регистрации квантовой интерференции на фоне кулоновских осцилляций в условиях транспорта одиночных носителей в модулированных квантовых проволоках.

Авторы выражают благодарность В.И. Перелю и В.В. Кведеру за полезное обсуждение результатов работы.

Данная работа выполнена при поддержке программ "Физика твердотельных наноструктур" (ФТНС, проект 97-1040) и "Фуллерены и атомные кластеры" (проект 3-1-98).

## Список литературы

- [1] T.J. Thornton. Rep. Progr. Phys., **58**, 311 (1995).
- [2] C.W.J. Beenakker, H. van Houten. In: *Solid State Phys.*, ed. by H. Ehrenreich, D. Turnbull (Academic Press, N.Y., 1991).
- [3] M.A. Kastner. Phys. Today, **46**, 24 (1993).
- [4] R. Landauer. IBM J. Res. Dev., **1**, 233 (1957).
- [5] M. Büttiker. Phys. Rev. Lett., **57**, 1761 (1986).
- [6] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, E.G. Hasko, E.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones. J. Phys. C, **21**, L209 (1988).
- [7] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon. Phys. Rev. Lett., **60**, 848 (1988).
- [8] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G.J. Davies. Phys. Rev. Lett., **56**, 1198 (1986).
- [9] A. Yakoby, H.L. Stormer, Ned S., Wingreen, L.N. Pfeiffer, K.W. Baldwin, K.W. West. Phys. Rev. Lett., **77**, 4612 (1996).
- [10] J.I. Pascual, J. Mendez, J. Gomez-Herrero, A.M. Baró, N. Garcia, V.T. Binh. Phys. Rev. Lett., **71**, 1852 (1993).
- [11] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, A. Näser. Mater. Sci. Forum, **258–263**, 1683 (1997).
- [12] N.T. Bagraev, E.I. Chaikina, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, I.I. Markov, A.M. Malyarenko. Sol. St. Electron., **42**, 1199 (1998).
- [13] G. Grabeski, J. Wrobel, T. Dietl, K. Byczuk, E. Papis, E. Kaminska, A. Piotrowska, G. Springholz, M. Pinczolits, G. Bauer. Phys. Rev. B, **60**, 5133 (1999).
- [14] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, С.А. Рыков, А.В. Суворов. *Тез. докл. на ISSCRM-2000* (Новгород, НГУ, (2000) с. 76.
- [15] Y. Nakajima, Y. Takahashi, S. Horiguchi, K. Iwadate, H. Namatsu, K. Kurihara, M. Tabe. *Extend. Abs. IC SSDM* (Yokohama, Japan, 1994) с. 538.
- [16] I.P. Kouwenhoven, B.J. van Wees, C.J.P.M. Harmans, J.G. Williamson, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, C.T. Foxon, J.J. Harris. Phys. Rev. B, **39**, 8040 (1989).
- [17] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, D.A. Ritchie. Phys. Rev. Lett., **77**, 135 (1996).

- [18] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, N.J. Appleyard, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, W.R. Tribe, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **58**, 4846 (1998).
- [19] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M. Pepper, W.R. Tribe, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **61**, 13 365 (2000).
- [20] K.S. Pyshkin, C.J.B. Ford, R.H. Harrell, M. Pepper, E.H. Linfield, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **62**, 15 842 (2000).
- [21] Chuan-Kui Wang, K.-F. Berggren. *Phys. Rev. B*, **54**, 14 257 (1996).
- [22] Chuan-Kui Wang, K.-F. Berggren. *Phys. Rev. B*, **57**, 4552 (1998).
- [23] A.M. Bychkov, I.I. Yakymenko, K.-F. Berggren. In: *Proc. 8th Int. Symp. "Nanostructures: Physics and Technology"* (St. Petersburg, 2000) с. 391.
- [24] Kenji Hiroshi, Shu-Shen Li, N.S. Wingreen. *Phys. Rev. B*, **63**, 33 315 (2001).
- [25] A. Gold, L. Calmels. *Phil. Mag. Lett.*, **74**, 33 (1996).
- [26] B. Spivak, Fei Zhou. *Phys. Rev. B*, **61**, 16 730 (2000).
- [27] Masao Ogata, Hidetoshi Fukuyama. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 468 (1994).
- [28] Takashi Kimura, Kazuhito Kuroki, Hideo Aoki. *Phys. Rev. B*, **53**, 9572 (1996).
- [29] Siego Tarucha, Tacashi Honda, Tadashi Saki. *Sol. St. Commun.*, **94**, 413 (1995).
- [30] T. Heinzl, S. Manus, D.A. Wharam, J.P. Kotthaus, G. Boehm, W. Klein, G. Traenkle, W. Weimann. *Europhys. Lett.*, **26**, 689 (1994).
- [31] U. Gösele, T.Y. Tan. *Def. Dif. Forum*, **59**, 1 (1988).
- [32] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. *Mater. Sci. Forum*, **196–201**, 467 (1995).
- [33] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, С.А. Рыков. *ФТП*, **34**, 726 (2000).
- [34] N.T. Bagraev, E.I. Chaikina, L.E. Klyachkin, I.I. Markov, W. Gehlhoff. *Superlat. Microstruct.*, **28**, 337 (1998).
- [35] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. *Sol. St. Phenomena*, **47–48**, 586 (1996).
- [36] А.Н. Андронов, Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, С.В. Робозеров. *ФТП*, **33**, 851 (1999).
- [37] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, W. Gehlhoff. *Superlat. Microstruct.*, **23**, 1333 (1998).
- [38] Н.Т. Баграев, Л.С. Власенко, А.И. Меркулов. *ЖЭТФ*, **81**, 2160 (1981).
- [39] B. Camarota, F. Parage, I. Wooldridge. *J. Low Temp. Phys.*, **118**, 589 (2000).
- [40] C.-T. Liang, M. Pepper, M.Y. Simmons, C.G. Smith, G.H. Kim, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **61**, 9952 (2000).
- [41] C.-T. Liang, M.Y. Simmons, C.G. Smith, G.H. Kim, D.A. Ritchie, M. Pepper. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3507 (1998).
- [42] C.-T. Liang, M.Y. Simmons, C.G. Smith, G.H. Kim, D.A. Ritchie, M. Pepper. *Physica, E*, **6**, 418 (2000).
- [43] A.V. Andreev, A. Kamenev. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 3199 (1998).
- [44] U. Meirav, M.A. Kastner, S.J. Wind. *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 771 (1990).
- [45] J. Göres, D. Goldhaber-Gordon, S. Heemeyer, M.A. Kastner. *Phys. Rev. B*, **62**, 2188 (2000).
- [46] L.I. Glazman. *J. Low Temp. Phys.*, **118**, 247 (2000).
- [47] S. Tarucha, D.G. Asuting, T. Honda. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 3613 (1996).
- [48] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, V.K. Ivanov, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, I.A. Shelykh. *Phys. Low-Dim. Structur.*, **1–2**, 37 (2000).

Редактор Л.В. Беляков

## Quantum conductance in silicon quantum wires

N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, W. Gehlhoff\*, V.K. Ivanov<sup>+</sup>, I.A. Shelykh<sup>+</sup>

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia  
\*Institut für Festkörperphysik,  
Technische Universität Berlin,  
D-10623 Berlin, Germany

<sup>+</sup>St. Petersburg State Technical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** We present the first findings of the electron and hole quantum conductance staircase revealed by one-dimensional channels that are created by the split-gate technique inside self-assembled silicon quantum wells (SQW). Firstly, the quantum wells that are spontaneously formed by non-equilibrium impurity diffusion between heavily doped  $\delta$ -barriers on the Si(100) surface are defined by the SIMS, cyclotron resonance (CR) and electron paramagnetic resonance (EPR) methods. The angular dependencies of the CR and EPR spectra allow to find out the SQW crystallographic orientations and ferroelectric properties for the  $\delta$ -barriers. Since the self-assembled SQW obtained are ultranarrow while the  $\delta$ -barriers are two-dimensional ferroelectrics, the quantum conductance was measured, for the first time, at an elevated temperature ( $T \geq 77$  K). Moreover, the current-voltage characteristics (CV) of the quantum conductance are studied as a function of the kinetic energies of electrons and holes as well as their two-dimensional concentration and by varying the crystallographic orientation and the degree of the modulation of the electrostatically induced quantum wires. The results obtained demonstrate that the quantum conductance of the  $n$ -type quantum wires is defined by the anisotropy of the silicon conduction band being in good agreement with the valence factor due to the axes [001] ( $G_0 = 4e^2/h$ ,  $g_v = 2$ ) and [011] ( $G_0 = 8e^2/h$ ,  $g_v = 4$ ) inside the Si(100) plane. The quantum conductance of the  $p$ -type quantum wires is caused by independent contributions from one-dimensional heavy and light hole subbands that are revealed by the studies of quadrant quantum wires as a double step staircase ( $G_0 = 4e^2/h$ ) except the first step that is equal to  $G_0 = 2e^2/h$  because of the absence of the lowest subband degeneration. The first and the second steps of the quantum staircase are an evidence in favour of the spontaneous spin polarization of the heavy and light holes, which results from the effect of the electron–electron exchange interaction on the single-hole transport processes. Besides, the temperature and electric field induced quenching is demonstrated by the quantum staircase as  $kT$  and longitudinal electric field energy become to be equal to the energy gap between the nearest one-dimensional subbands. Using the split-gate technique, the quantum step enhancement is found by varying the electron–hole kinetic energy specifically inside long quantum wires that are far from the quantum point contact model. Finally, the quantum conductance staircase measurements by varying the electron–hole kinetic energy are shown to serve as an experimental test to define the quantum interference on the  $\delta$ -barriers inside modulated quantum wires from the Coulombic oscillations due to the creation of the quantum dots between  $\delta$ -barriers.