

УДК 621.315.592

Квантовая лестница дырочной проводимости в кремниевых наносандвичах

© 2017 г. Н. Т. Баграев^{1,2,§}, Л. Е. Клячкин^{1,2}, А. М. Маляренко², В. С. Хромов²¹ Санкт–Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Политехническая улица, д. 29, Санкт–Петербург, 195251, Россия² Физико–технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН,
Политехническая улица, д. 26, Санкт–Петербург, 194021, Россия

Аннотация. Представлены результаты изучения квантовой лестницы проводимости дырок в одномерных каналах, полученных методом расщепленного затвора внутри кремниевых наносандвичей, которые представляют собой сверхузкую квантовую яму, ограниченную дельта–барьерами, сильно легированными бором на поверхности n -типа Si (100). Так как исследуемая кремниевая квантовая яма является сверхузкой (~2 нм) и ограниченной дельта–барьерами, которые состоят из дипольных центров бора с отрицательной корреляционной энергией, квантовая лестница проводимости одномерных каналов наблюдается при относительно высоких температурах ($T > 77$ К). Кроме того, квантовая лестница проводимости исследована в зависимости от кинетической энергии дырок и их двумерной плотности в квантовых ямах. Показано, что квантовая лестница дырочной проводимости в p -Si квантовых проволоках обусловлена независимыми вкладами одномерных (1D) подзон тяжелых и легких дырок. Эти вклады проявляются при изучении квантовых проволок квадратного сечения в удвоении амплитуды квантовой ступени ($G_0 = 4e^2/h$), исключая первую ступень ($G_0 = 2e^2/h$) из–за отсутствия вырождения нижней 1D подзоны. Анализ высоты первой и второй квантовых ступеней указывает на существование спонтанной спиновой поляризации тяжелых и легких дырок, что подчеркивает очень важную роль обменного взаимодействия в процессах одномерного транспорта одиночных носителей. Кроме того, тушение квантовой лестницы дырочной проводимости в электрическом поле проявляется в ситуации, когда энергия полевого разогрева носителей становится сравнимой с энергетической щелью между 1D подзонами. Использование метода расщепленным затвором позволило обнаружить эффект резкого увеличения высоты квантовых ступеней проводимости, когда кинетическая энергия дырок увеличивается. Этот эффект является наиболее сильным для квантовых проволок конечной длины, которые нельзя описать в рамках квантового точечного контакта. Приведены результаты для квантовой лестницы дырочной проводимости, краевыми каналами в кремниевых наносандвичах, выполненных в рамках холловской геометрии. Эта продольная квантовая лестница проводимости, G_{xx} , выявляется при приложении напряжения к холловским контактам V_{xy} и достигает максимума при $4e^2/h$. В дополнение к стандартному плато ($2e^2/h$) варьирование напряжения V_{xy} выявляет дробные значения квантовой лестницы дырочной проводимости с плато и ступенями, величины которых коррелируют с четными и нечетными дробными значениями.

Ключевые слова: квантовая лестница проводимости, краевые каналы, кремниевый наносандвич, четные и нечетные дробные значения

Введение

Проводимость и электропроводность. Хорошо известно, что теория масштабирования позволяет получить соотношение между удельным сопротивлением и сопротивлением гиперкуба:

$$R = \rho L^{(2-d)}, \quad (1)$$

где L — размер гиперкуба; d — размерность системы [1, 2].

Следовательно, проводимость G прямоугольного двумерного ($d = 2$) проводника прямо пропорциональна его ширине W и обратно пропорциональна длине L :

$$G = \sigma W/L, \quad (2)$$

Баграев Николай Таймуразович^{1,2,§} — доктор физ.–мат. наук, ведущий научный сотрудник (1), профессор кафедры «Экспериментальная физика» (2), e-mail: bagraev@mail.ioffe.ru; **Клячкин Леонид Ефимович**^{1,2} — канд. физ.–мат. наук, старший научный сотрудник (1), доцент кафедры «Экспериментальная физика» (2); **Маляренко Анна Михайловна**² — канд. физ.–мат. наук, старший научный сотрудник; **Хромов В. С.**² — стажер–исследователь

§ Автор для переписки

где σ — электропроводность, характеристика материала, не зависящая от размеров образца [3]. Предположения о том, что проводимость может становиться сколь угодно большой при уменьшении длины двумерного образца, однако, не оправдались. В экспериментах было найдено ее предельное значение G_c , соответствующее тому случаю, когда длина проводника уступает средней длине свободного пробега ($L \ll L_m$; рис. 1, а). В этих условиях, соответствующих режиму баллистического транспорта, сопротивление определяется свойствами границы раздела между проводником и крупными контактными площадками — двумя разнородными материалами.

Для того чтобы все поданное напряжение оказалось приложено непосредственно к проводнику, контакты должны быть более проводящими, чем он сам, и неотражающими [3]. Следует отметить, что отражение при переходе из узкого проводника в широкий контакт представляется пренебрежимо малым. Следовательно, квазиуровень Ферми F^+ для состояний $+k$ равен μ_L даже при наличии смещения (рис. 1, б и в). Ни один носитель заряда из правого контакта никогда не попадает в состояние $+k$. Аналогичные рассуждения применимы к квазиуровню Ферми F^- с $-k$, всегда равному μ_R (рис. 1, б и в). Таким образом, ток при низких температурах соответствует тому току, что переносится всеми состояниями $+k$, лежащими между μ_L и μ_R [3].

Вследствие этого ток рассчитывается в рамках модели состояний в узком проводнике, принадлежащих различным поперечным модам или подзонам [3]. Каждой моде соответствует (см. рис. 1, а и б) дисперсионное соотношение $E(N, k)$ с пороговой энергией

$$\varepsilon_N = E(N, k = 0), \tag{3}$$

ниже которой мода распространяться не может. Количество поперечных мод при энергии E определяется путем подсчета мод с пороговыми энергиями меньше E :

$$M(E) = \sum_N \vartheta(E - \varepsilon_N). \tag{4}$$

Токи, переносимые каждой поперечной модой, можно определять отдельно, а затем суммировать. Единичная поперечная мода, чьи состояния $+k$ заполнены согласно некоторой функции $f^+(E)$, соответствует однородному электронному газу с n электронов на единицу длины, движущихся со скоростью v и переносящих ток env . Так как плотность электронов, относящаяся к одиночному k -состоянию в

проводнике длиной L , равна $(1/L)$, можно выразить ток I^+ , переносимый состояниями $+k$, следующим образом:

$$I^+ = \frac{e}{L} \sum_k v f^+(E) = \frac{e}{L} \sum_k \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E}{\partial k} f^+(E). \tag{5}$$

Если принять периодические граничные условия и обратить сумму по k в интеграл согласно общепринятым правилам:

$$\sum_k \rightarrow g_s \frac{L}{2\pi} \int dk, \tag{6}$$

(где g_s — спиновый фактор, при отсутствии спиновой поляризации $g_s = 2$), то ток можно описать следующим выражением:

$$I^+ = \frac{2e}{h} \int_{\varepsilon}^{\infty} f^+(E) dE, \tag{7}$$

где ε — пороговая энергия моды в волноводе. Этот результат можно распространить на многомодовые волноводы:

$$I^+ = \frac{2e}{h} \int_{\varepsilon}^{\infty} f^+(E) M(E) dE, \tag{8}$$

где функция $M(E)$ соответствует числу мод при энергии E , находящихся выше пороговой энергии. Следует отметить, что полученный результат в целом не зависит от реального дисперсионного соотношения $E(k)$ волновода. Ток, переносимый заполненным состоянием в пересчете на одну моду и на единицу энергии, равен $2|e|/h$ (около 80 нА/мэВ) [3].

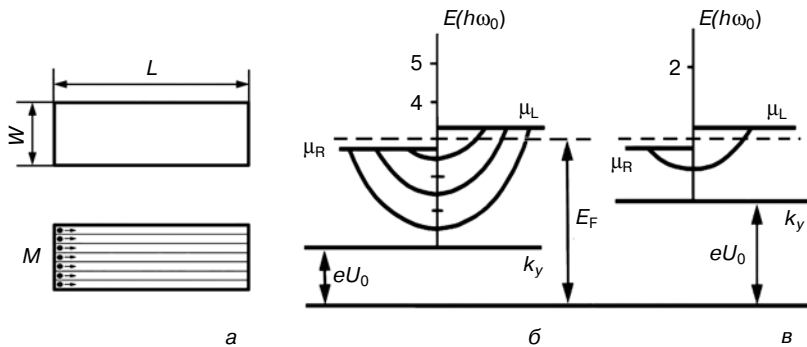


Рис. 1. Узкий проводник, в котором можно наблюдать эффекты баллистического транспорта в тех случаях, когда его длина уступает средней длине свободного пробега ($L \ll L_m$) (а) и дисперсионные соотношения для нескольких поперечных мод (одномерных подзон) (б) и одной моды в узком проводнике (в): а: количество распространяющихся мод (заполненных одномерных подзон) зависит от соотношения между шириной проводника и длиной волны Ферми ($N = \text{Int}[W/(\lambda_F/2)]$), если вертикальный транспорт запрещен; б: количество мод регулируется путем изменения напряжения расщепленного затвора. В случае неотражающих контактов квазиуровень Ферми для состояний $+k$ равен μ_L , а для состояний $-k$ — μ_R

Fig. 1. (a) The narrow conductor that is able to demonstrate the ballistic transport effects when its length becomes shorter than the mean free path ($L \ll L_m$). The number of propagating modes (occupied one-dimensional subbands) depends on the relation between the width of the conductor and the Fermi wavelength, $N = \text{Int}[W/(\lambda_F/2)]$, if the vertical transport is forbidden. (б, в) Dispersion relations for (б) several transverse modes (one-dimensional subbands) and (в) one mode in a narrow conductor. The number of modes is adjusted by changing the voltage of the split gate. In the case of non-reflective contacts, the Fermi quasi-level for states $+k$ is μ_L , and for $-k$ states, μ_R

Контактное сопротивление. Если число мод M не изменяется в диапазоне энергий $\mu_L > E > \mu_R$, то проводимость узкого проводника линейно зависит от проводимости одиночного одномерного канала и числа мод:

$$I = \frac{2e^2}{h} M \frac{(\mu_L - \mu_R)}{e} \Rightarrow G_C = \frac{2e^2}{h} M. \quad (9)$$

Следовательно, контактное сопротивление, которое отражает сопротивление баллистического волновода, уменьшается по мере увеличения количества заполненных мод [4]:

$$G_C^{-1} \equiv \frac{(\mu_L - \mu_R)/e}{I} = \frac{h}{2e^2 M} \approx \frac{12,9 \text{ кОм}}{M}. \quad (10)$$

Это соотношение дает понять, что контактным сопротивлением одномодового проводника (12,9 кОм), определенно нельзя пренебречь. Более того, его можно измерить, поместив одномодовый баллистический проводник между двумя неотражающими проводящими контактами. Причем, если использовать широкие проводники с тысячами мод, контактное сопротивление будет чрезвычайно мало.

Для того чтобы рассчитать количество мод $M(E)$, необходимо знать пороговые энергии ε_N для разных мод. Так как конкретная природа ограничивающего потенциала не столь важна в случае широких проводников в нулевом магнитном поле, число мод можно оценить, предполагая наличие периодических граничных условий. Разрешенные значения k_y оказываются тогда разнесенными на $2\pi/W$ (см. рис. 1, а и б), причем каждая величина k_y соответствует отдельной поперечной моде. При энергии E_f мода может распространяться только в том случае, если $-k_f < k_y < k_f$. Отсюда следует, что количество распространяющихся мод выражается следующим образом:

$$M = \text{Int} \left[\frac{k_f W}{\pi} \right] = \text{Int} \left[\frac{W}{\lambda_f / 2} \right], \quad (11)$$

где $\text{Int}(x)$ обозначает целое число чуть меньшее, чем x . Таким образом, идентификация режима баллистического транспорта в узком проводнике, которая проявляется при варьировании числа заполненных каналов, следует из наблюдения квантовой лестницы проводимости. Этот эффект был впервые обнаружен в процессе измерения квантовой лестницы холловского сопротивления в зависимости от величины сильного магнитного поля, приложенного перпендикулярно к двумерным полупроводниковым структурам [1—3, 5, 6]. С развитием полупроводниковых нанотехнологий появилась возможность создавать чистые одномерные (1D) сужения с малой плотностью высокоподвижных носителей заряда, которые приобретают баллистические свойства, если средняя длина свободного пробега превосходит

длину канала [7—14]. Поэтому проводимость таких квантовых проволок, полученных методом расщепленного затвора [7—13] или зарастания краевого скола [14], зависит только от коэффициента прохождение T [4, 15]:

$$G = g_s \frac{e^2}{h} M T, \quad (12)$$

где M — номер наивысшей заполненной одномерной (1D) подзоны, который можно изменить путем варьирования напряжения расщепленного затвора, U_{sg} , приложенного в плоскости двумерной полупроводниковой структуры (рис. 2, б и в). По этой причине зависимость $G(U_{sg})$ описывает квантовую лестницу проводимости, поскольку проводимость квантовой проволоки изменяется на $g_s e^2/h$ каждый раз, когда уровень Ферми сравнивается с одной из 1D-подзон [8, 9]. Спиновый фактор g_s характеризует спиновое вырождение моды в проволоке. Параметр g_s равен двум в случае невзаимодействующих фермионов при отсутствии внешнего магнитного поля и уменьшается до единицы вследствие зеемановского расщепления квантовой лестницы в сильных магнитных полях. Первая ступенька квантовой лестницы проводимости, однако, расщеплялась надвое даже при отсутствии внешнего магнитного поля [10—13]. Высота «подступеньки», зависящая от температуры, обычно составляла $\sim 0,7$ от размера первой ступеньки в нулевом магнитном поле. Экспериментальные наблюдения свидетельствуют о том, что спиновая компонента заметно влияет на поведение «0,7-особенности»: $0,7(2e^2/h)$. Во-первых, g -фактор электронов увеличивался от 0,4 до 1,3 по мере уменьшения числа заполненных 1D-подзон [10]. Во-вторых, высота $0,7(2e^2/h)$ -особенности принимала значение $0,5(2e^2/h)$ в сильном внешнем магнитном поле [10—13]. Эти результаты определили спонтанную спиновую поляризацию одномерного газа в нулевом магнитном поле в качестве одного из возможных механизмов образования $0,7(2e^2/h)$ -особенности [13, 16—20], хотя теория предсказывала нестабильность ферромагнитного состояния в идеальных одномерных системах при отсутствии магнитного поля [21].

Исследования квантовой лестницы проводимости в баллистических каналах показали, что $0,7(2e^2/h)$ -особенность наблюдается не только в электронных и дырочных квантовых проволоках разных типов на основе GaAs [8—14, 16—18, 20, 22], но и в дырочных квантовых проволоках на основе Si [19, 23—25]. Успехи в экспериментальном изучении проволок последнего типа связаны с развитием диффузионной нанотехнологии, которая позволяет создавать сверхузкие кремниевые квантовые ямы (**ККЯ**) p -типа на поверхности Si (100) n -типа, ограниченные δ -барьерами, сильно легированными бором (см. рис. 2, а) [23, 26, 27]. Ниже кремниевые квантовые проволоки, сформированные методом расщеплен-

ного затвора внутри ККЯ p -типа, используются для подтверждения наличия связи между амплитудой $0,7(2e^2/h)$ -особенности и степенью спонтанной спиновой поляризации. Существование такой связи было предсказано в рамках приближений Хартри—Фока и Кона—Шэма при наличии сверхнизкой линейной концентрации носителей заряда,

когда энергия обменного взаимодействия начинает превосходить кинетическую энергию в нулевом магнитном поле [19, 28—30]. Изменение величины $0,7(2e^2/h)$ -особенности квантовой лестницы проводимости от e^2/h до $3/2 e^2/h$, которое наблюдается в случае увеличения плотности двумерных дырок при варьировании напряжения вертикального затвора,

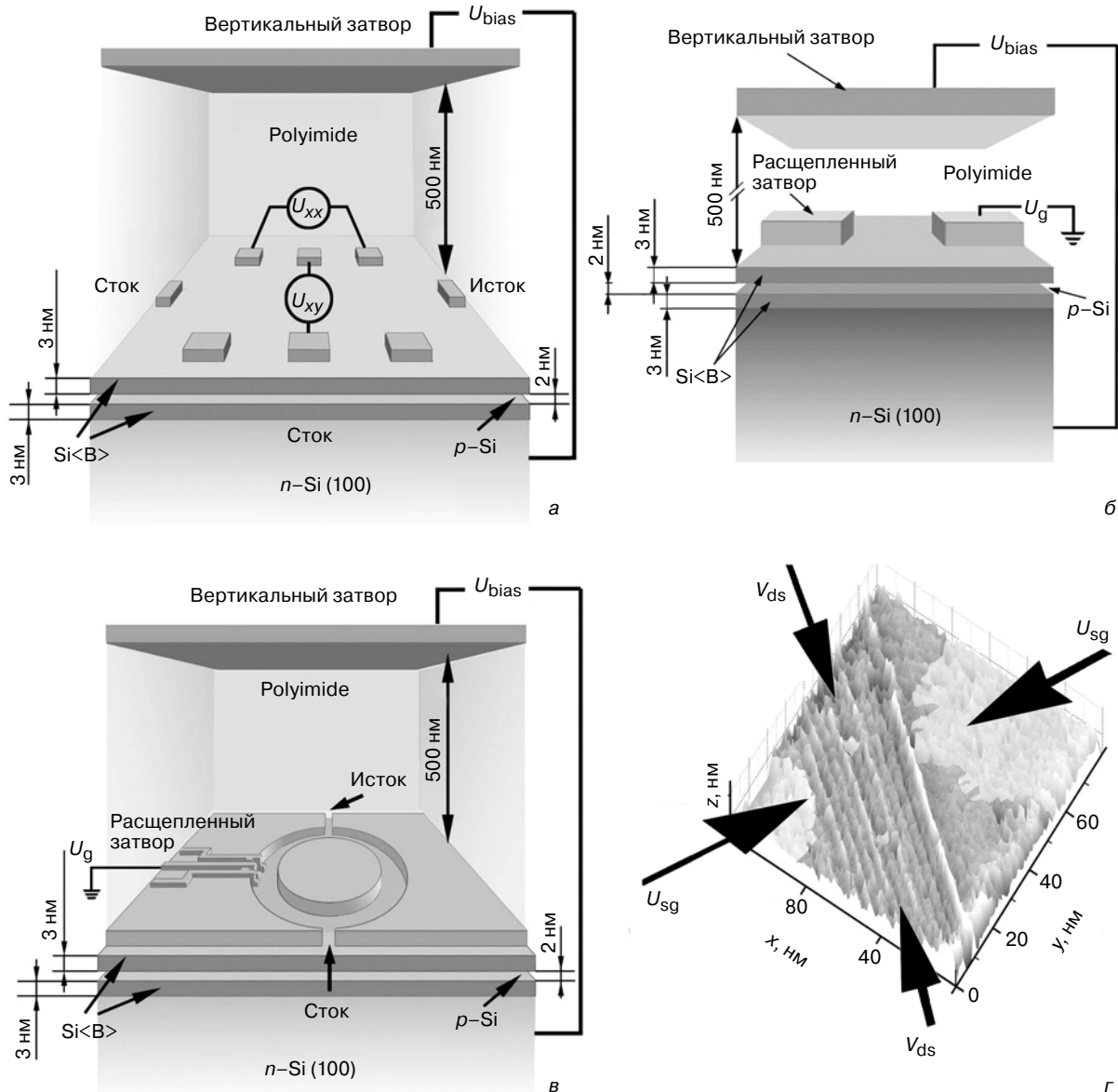


Рис. 2. Схемы устройств, на которых показана кремниевая квантовая яма p -типа, ограниченная δ -барьерами, сильно легированными бором, на поверхности Si (100) n -типа (а–в) и трехмерное СТМ-изображение сужения, сформированного методом расщепленного затвора в СККЯ p -типа на поверхности Si (100) n -типа (г): а–в: вертикальный затвор позволяет изменять плотность двумерных дырок и величину СОВ Рашбы. Обедненные области выделяют холловскую геометрию выводов (а), 1D-канал, полученный методом расщепленного затвора и соединяющий два двумерных резервуара (б), и расщепленное кольцо с квантовым точечным контактом в одном из его плеч, также полученным методом расщепленного затвора (в); г: белые цепочки сформированы тригональными дипольными центрами бора, которые обеспечивают дополнительное поперечное пространственное ограничение

Fig. 2. (a)–(b) Schematic diagram of the devices that demonstrates a perspective view of the ultra-narrow p -type silicon quantum well (QW) confined by the delta barriers heavily doped with boron on the n -type Si (100) surface. The top gate is able to control the sheet density of holes and the Rashba SOI value. The depletion regions indicate the Hall geometry of leads (a), the 1D channel created by the split-gate method which connects two 2D reservoirs (b), and the double-slit ring with the quantum point contact (QPC) inserted in one of its arms, which is also created by split-gate method (b). (d) The 3D STM image of the split-gate constriction formed within the p -type QW on the n -type Si (100) surface. White chains result from the trigonal dipole boron centres that provide the additional confinement inside the split-gate constriction

вызвано, по-видимому, процессами спиновой деполаризации в спин-поляризованных одномерных каналах (см. рис. 2, б) [23].

Варьирование напряжения вертикального затвора не только влияет на плотность 2D-дырок, но и может усиливать спин-орбитальное взаимодействие (СОВ) Рашбы вследствие асимметрии структурной инверсии в мезоскопических наноструктурах, тем самым приводя к спиновой интерференции 1D-дырок в квантовой проволоке [31—33]. Спиновая интерференция, вызванная СОВ Рашбы, способствовала разработке устройств спинтроники, которые проявляют свойства спинового полевого транзистора (ПТ) даже при отсутствии ферромагнитных электродов и внешнего магнитного поля [34, 35].

Например, спиновый интерферометр, схематически показанный на рис. 2, в, представляет собой кольцо Ааронова—Бома (АБ) с расположенным сверху вертикальным затвором, которое, в дополнение к геометрической фазе Берри, обеспечивает фазовый сдвиг между амплитудами прохождения для частиц, движущихся по часовой стрелке и в обратном направлении [35]. Этот фазовый сдвиг коэффициента прохождения (ФСКИ) проявляется в осцилляциях проводимости Ааронова—Кашера (АК), измеряемых путем варьирования напряжения вертикального затвора, приложенного к двухтерминальному устройству, имеющему лишь квантовые точечные контакты для стока и истока (ширина такого контакта не превышает половины длины волны Ферми) [36]. Однако вариации плотности носителей, возникающие при приложении напряжения вертикального затвора, также могут вызывать осцилляции проводимости, по виду схожие с осцилляциями АК, но связанные с изменениями значения волнового вектора Ферми [37, 38]. Следовательно, трехтерминальное устройство с квантовой точкой (КТ) [39] или квантовым точечным контактом (КТК) [40—43], встроенными в одно из плеч кольца с помощью метода расщепленного затвора, лучше подходит для выделения вклада эффекта АК в осцилляции проводимости (см. рис. 2, в).

Так как проводимость кольца АБ во внешнем магнитном поле должна осциллировать с периодичностью кванта потока h/e , осцилляции АБ сохраняются, если транспорт через встроенные КТ [39] или КТК [40—43] когерентен. ФСКИ, связанный с наличием КТ или КТК, равен π при отсутствии спиновой поляризации носителей [39, 40—43]. Величина ФСКИ в области $0,7(2e^2/h)$ -особенности квантовой лестницы проводимости, определенная при наличии встроенного КТК, составила $\pi/2$, что подтвердило наличие спиновой поляризации в кольце АБ [24, 25]. Как оказалось, такой ФСКИ не сопровождается изменениями амплитуды $0,7(2e^2/h)$ -особенности, а потому вопрос об относительных вкладах спонтанной спиновой поляризации и СОВ Рашбы в ее формиро-

вание оставался открытым. Выявить взаимосвязь между амплитудной и фазовой чувствительностью $0,7(2e^2/h)$ -особенности позволяет варьирование СОВ Рашбы в трехтерминальном устройстве с вертикальным затвором (см. рис. 2, в). Доказано, что измерения осцилляций проводимости АК путем варьирования напряжения вертикального затвора в диапазоне стабильной подвижности и плотности дырок дают возможность определить относительный вклад спонтанной спиновой поляризации [16—18, 41—43] и других механизмов [44—46] в образование $0,7(2e^2/h)$ -особенности.

Тем не менее, следует отметить, что все измерения, выполненные в условиях варьирования величины напряжения вертикального затвора, проявили не только важную роль спонтанной спиновой поляризации в формировании $0,7(2e^2/h)$ -особенности квантовой лестницы проводимости, но и позволили обнаружить ее дробные значения [25]. Поэтому изучение $0,7(2e^2/h)$ -особенности является важным направлением в исследованиях топологических изоляторов и сверхпроводников, в которых одномерные каналы формируются без каких-либо электрических или механических ограничений [47, 48]. Эти краевые каналы подобны холловским краевым каналам, ограничивающим протекание тока исток-сток вдоль краев квантовых ям. Однако при этом носители с противоположной спиновой ориентацией, составляющие пару в краевом канале, двигаются в противоположном направлении [49].

Однако, квантовая лестница проводимости до сих пор исследовалась только с помощью метода расщепленного затвора. Ниже впервые демонстрируется возможность регистрации квантовой лестницы проводимости дырок не только при наличии расщепленного затвора, но и при варьировании напряжения, приложенного к холловским контактам вдоль краев сверхузкой кремниевой квантовой ямы. Дробные значения проводимости, которые наблюдаются в обоих экспериментах, по-видимому, свидетельствуют о высокой спиновой поляризации дырок в краевых каналах. Эти результаты определяют направление развития диффузионной нанотехнологии кремниевых наносандвичей, ограниченных сильнолегированными бором дельта-барьерами (см. рис. 2) [19, 23, 25, 50].

Кремниевый наносандвич

Исследуемые устройства содержат сверхузкие (2 нм) ККЯ p -типа с высокой подвижностью дырок, ограниченные δ -барьерами, сильно легированными бором, на поверхности Si (100) n -типа (рис. 2, а—в). Эти ККЯ p -типа сформированы на пластинах Si (100) n -типа в процессе предварительного прецизионного окисления и последующей кратковременной диффузии бора из газовой фазы [23, 26, 27].

Известно, что формирование слоев оксида на поверхности монокристаллического кремния способствует генерации избыточных потоков собственных междоузельных атомов и вакансий с преимущественной кристаллографической ориентацией вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$ соответственно [27]. На начальной стадии окисления тонкий слой оксида создает избыточный поток собственных междоузельных атомов, который способен привести к возникновению небольших микродефектов, тогда как встречный поток вакансий приводит к их частичной аннигиляции. Поскольку точки истока собственных междоузельных атомов и стока вакансий на границе раздела кремний–оксид, по-видимому, определяются положительными и отрицательными зарядовыми состояниями восстановленной ненасыщенной связи кремния, размеры небольших микродефектов, состоящих из собственных междоузельных атомов кремния вблизи поверхности Si (100), должны быть ограничены величиной 2 нм. Поэтому распределение микродефектов, созданных на начальной стадии окисления, соответствует фракталу типа салфетки Серпинского с внедренной самоорганизующейся ККЯ [23]. Хотя ККЯ, внедренные в фрактальную систему самоорганизующихся микродефектов, представляют интерес с точки зрения их использования в качестве основы для опто- и электрических микрорезонаторов в оптоэлектронике и наноэлектронике, применению ККЯ препятствуют ненасыщенные оборванные связи на их границах. Последующая кратковременная диффузия бора дает возможность пассивировать ненасыщенные кремниевые оборванные связи и другие дефекты, созданные ранее при оксидировании поверхности Si (100), и способствует трансформации слоев, содержащих массивы микродефектов в нейтральные δ -барьеры, ограничивающие сверхузкие (2 нм) ККЯ (рис. 2, а–в).

Основываясь на изложенном выше, сформировали ККЯ p -типа с различной плотностью двумерных дырок (10^9 – 10^{12} см $^{-2}$) на пластинах Si (100) n -типа и определили характеристики двумерного дырочного газа методами циклотронного резонанса (ЦР), холловской и туннельной спектроскопии и инфракрасной Фурье-спектроскопии. Энергетические позиции двумерных подзон тяжелых, HH_1 : $E_V - 90$ мэВ, и легких, LH_1 : $E_V - 114$ мэВ, дырок в изученных ККЯ оценивали путем анализа спектров электролюминесценции в дальней ИК-области, полученных с помощью ИК Фурье-спектрометра IFS-115 (Bruker Physik AG), а также методом локальной туннельной спектроскопии [27, 43]. Полученные результаты хорошо согласуются с соответствующими вычислениями, выполненными, согласно работе [51], с учетом ширины ККЯ (2 нм). Результаты исследований с использованием методов масс-спектрометрии вторичных ионов (ВИМС) и сканирующей туннельной микроскопии (СТМ) го-

ворят о том, что δ -барьеры (3 нм), сильно легированные бором ($5 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$), представляют собой массивы чередующихся нелегированных и легированных тетраэдрических точек с размерами, ограниченными величиной в 2 нм. Концентрация бора, определенная методом ВИМС, свидетельствует о том, что каждая легированная точка, расположенная между нелегированными, содержит два примесных атома бора. При этом угловые зависимости спектра ЦР и проводимости показывают, что ККЯ p -типа, ограниченные δ -барьерами, сильно легированными бором, содержат высокоподвижный двумерный дырочный газ, характеризующийся длинным транспортным временем релаксации тяжелых и легких дырок ($\tau \geq 5 \cdot 10^{-10}$ с) при 3,8 К [26]. Таким образом, транспортное время релаксации дырок в сверхузкой ККЯ превысило время релаксации в лучших МОП-структурах, хотя сильное рассеяние на сильнолегированных δ -барьерах заставляло предположить обратное. Столь малое влияние δ -барьеров, между которыми формируется ККЯ, представляется странным, если учесть высокий уровень их легирования бором. Разрешить это противоречие помогли исследования температурных зависимостей проводимости и коэффициента Зеебека, а также ЭПР-спектров и локальных туннельных ВАХ [23, 26]. Анализ ЭПР и термоЭДС показал, что пары атомов бора в δ -барьерах представляют собой тригональные дипольные центры ($\text{B}^+ - \text{B}^-$), образующиеся вследствие реконструкции мелких акцепторов бора как центров с отрицательной корреляционной энергией ($2\text{B}_0 \rightarrow \text{B}^+ + \text{B}^-$). Как и другие твердые тела, состоящие из небольших биполяронов, δ -барьеры, содержащие дипольные центры, находятся в состоянии экситонного изолятора, если плотность 2D-дырок в ККЯ опускается ниже 10^{11} см $^{-2}$. Однако измерения удельного сопротивления, термоэдс и магнитной восприимчивости говорят о том, что относительно высокая плотность 2D-дырок в ККЯ ($> 10^{11}$ см $^{-2}$) придает δ -барьерам сверхпроводящие свойства в рамках механизма туннелирования единичных дырок через центры с отрицательной корреляционной энергией, связанного с многократными андреевскими отражениями внутри ККЯ [23].

Таким образом, создание сверхузкой ККЯ p -типа, ограниченной δ -барьерами, и по своим характеристикам, и по составу довольно близкой к графену [52], впервые дало возможность использовать квантовую проволоку, сформированную методом расщепленного затвора, для изучения квантовой лестницы проводимости дырок при температуре 77 К. Более того, даже при большом напряжении между стоком и истоком, электростатически упорядоченные дипольные центры бора в δ -барьерах способны стабилизировать формирование одномерных подзон при создании квантовых проволок внутри ККЯ методом расщепленного затвора (см. рис. 2, з) [26].

Устройства, использованные для изучения зависимости $0,7(2e^2/h)$ -особенности от слоевой концентрации дырок, были сформированы в одной ККЯ (см. рис. 2, а—в). Параметры высокоподвижной ККЯ были определены в процессе холловских измерений. Исходное значение плотности 2D-дырок, $4 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$, контролируемо изменялось в пределах одного порядка величины (от $5 \cdot 10^{12}$ до $9 \cdot 10^{13} \text{ м}^{-2}$) путем подачи напряжения смещения на вертикальный затвор над изолирующим слоем (смещение $p^+—n$ -перехода). Измеренные при 3,8 К значения подвижности, которые соответствовали указанному диапазону величин μ_{2D} , изменялись от 80 до $420 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Следовательно, подвижность оставалась высокой даже при низкой плотности 2D-дырок. Кроме того, высокое значение подвижности уменьшилось не более чем в два раза при увеличении температуры от 3,8 до 77 К, что, по-видимому, связано с исключительными свойствами δ -барьеров, описанных выше, и ККЯ p -типа, ограниченной δ -барьерами, сильно легированными бором. Эти свойства проявляются в осцилляциях Шубникова—де Гааза (ШдГ) и де Гааза—ван Альфена (дГвА), измеренных при высокой температуре (77 К) [25]. Получению этих результатов способствовала малая эффективная масса двумерных тяжелых дырок, которая контролировалась путем анализа температурных зависимостей осцилляций ШдГ в ККЯ с низкой плотностью 2D-дырок. Значения эффективной массы хорошо согласуются с данными ЦР и оценками, которые основываются на величине периода осцилляций АК.

Квантовая лестница дырочной проводимости, полученная в кремниевых наносандвичах с помощью методики расщепленного затвора

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 (см. рис. 2, б и в). 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 δ -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. 3, а). Обнаруженная особен-

ность первой квантовой ступеньки, $\sim 0,7(2e^2/h)$, по-видимому, обусловлена поляризацией тяжелых дырок в нулевом магнитном поле, возникновение которой наиболее вероятно в коротких узких квантовых проволоках [49, 53].

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. 3, а). Кроме того, увеличение напряжения на затворе U_g способствует усилению шумовых флуктуаций продольного

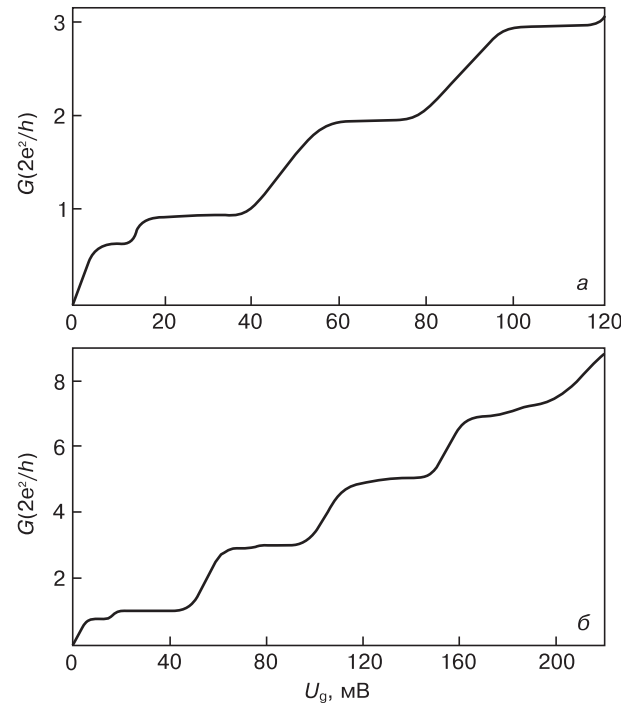


Рис. 3. ВАХ квантовой лестницы дырочной проводимости одномерных каналов, ориентированных вдоль оси [001] внутри СККЯ p -типа проводимости в плоскости Si(100). Позиция уровня Ферми соответствует заполнению одномерных подзон тяжелых дырок (а), тяжелых и легких дырок (б). $T = 77 \text{ К}$

Fig. 3. The $G—V$ characteristic for a quantum conductance staircase of holes in 1D channels oriented along the [001] axis within an ultra-narrow p -type quantum well in the Si(100) plane. The Fermi level position corresponds to occupation of the 1D subbands of (a) heavy holes and (b) heavy and light holes. $T = 77 \text{ К}$

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 (см. рис. 3, а), 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 $0,7(2e^2/h)$ 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_xGa_{1-x}As-гетероструктуры [52].

При рассмотрении квантованной проводимости, 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, $G_0 = (2e^2/h)g_N N$, 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 ($g_N = 1$). Это автоматически приводит к квантовой лестнице, у которой величина первой ступеньки составляет $2e^2/h$, а остальные соответствуют $4e^2/h$. Подобная зависимость была обнаружена при $T = 77$ К в процессе исследования квадратной (2×2 нм²) квантовой проволоки, 1,5 мкм, полученной с помощью методики расщепленного затвора внутри самоупорядоченной кремниевой квантовой ямы (100) р-типа (рис. 3, 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 сильнолегированных δ-барьеров. Концентрация двумерных дырок, $1,1 \cdot 10^{13}$ м⁻², задает позицию уровня Ферми, соответствующую заполнению одномерных подзон как тяжелых, так и легких дырок. Следует отметить, что полученная квантовая лестница проводимости

(см. рис. 3, 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 ниже.

Тушение квантовых ступенек в продольном электрическом поле. Регистрация квантовой лестницы проводимости с помощью методики расщепленного затвора практически всегда сопровождается ее тушением с ростом номера ступеньки [10, 54—56]. 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 (12), можно определить условия тушения квантовой лестницы [13, 57]. 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) р-типа. Концентрация двумерных дырок ($1,6 \cdot 10^{13}$ м⁻²), и сечение одномерного канала (2×2 нм²), 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. 4, а). Полученная квантовая проволока, по-видимому, была слабо разупорядочена, что позволило впервые обнаружить при $T = 77$ К и $U_{ds} = 0,01$ 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, $G = 1/2 G_0$ [12, 58]. При этом величина второй квантовой ступеньки, которая отражает вклад легких дырок в проводимость квадратных квантовых проволок p -типа, также свидетельствует об их спонтанной спиновой поляризации в нулевом магнитном поле, $G = 0,7(4e^2/h)$ (см. рис. 4, а). Обнаруженная поляризация тяжелых и легких дырок подчеркивает важнейшую роль обменного взаимодействия при изучении транспорта одиночных носителей тока в коротких узких квантовых проволоках [10—13, 30, 59—63]. 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.

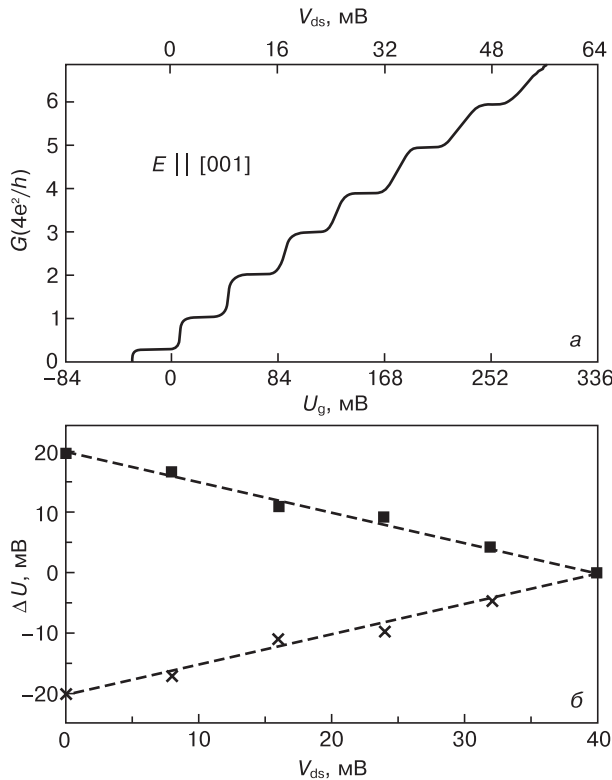


Рис. 4. Полевое тушение ВАХ квантовой лестницы дырочной проводимости одномерного канала, ориентированного вдоль оси [001] внутри СККЯ p -типа проводимости в плоскости Si(100), обнаруженное при $T = 77$ K в условиях изменения напряжения исток–сток (а) и соответствующее тушение плато квантовой лестницы дырочной проводимости (б), полученное на основании данных (а): а — позиция уровня Ферми соответствует заполнению одномерных подзон тяжелой и легкой дырок

Fig. 4. (a) The field-induced quenching of the quantum staircase for hole conductance in a 1D channel oriented along the [001] axis within an ultra-narrow p -Si quantum well in the Si(100) plane; this quenching was observed at $T = 77$ K when varying the drain-source voltage. The Fermi level position corresponds to occupation of 1D subbands of the heavy and light holes, (b) the corresponding quenching of the plateau in the quantum conductance staircase of holes; the results were obtained using the data shown in Fig. 4a.

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 (см. рис. 4, а), но и в условиях внешнего электрического поля $U_{DS} = U_g + U_{ds}$, приложенного вдоль плоскости исследуемой квантовой ямы, ограниченной двумя сегнетоэлектрическими δ -барьерами [64, 65]. В этом случае развертка продольного напряжения $U_{DS} > 0$, с одной стороны, стимулировала формирование одномерных подзон за счет упорядочения примесных диполей в сегнетоэлектрических δ -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. 4, а, представлена на рис. 4, б. Величина энергетического зазора между одномерными дырочными подзонами, 42 мэВ (см. рис. 4, б), находится в хорошем согласии с протяженностью плато между квантовыми ступеньками (см. рис. 4, а). Тем не менее следует отметить, что при построении зависимости на рис. 4, б пренебрегалось возможностью усиления процессов тушения квантовой лестницы проводимости при увеличении номера ступеньки, которое было недавно зарегистрировано при изучении квантовой проволоки в GaAs—GaAlAs [13]. Однако, данные работ [13, 57] 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 работах [13, 57] конструкции расщепленного затвора.

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 проявлять-

ся 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 [55, 66]. Возможности экспериментальной оценки влияния полевого разогрева носителей тока на характеристики квантованной проводимости демонстрируются ниже 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 : $\mu(x) = \mu_0 - eU(x)$. Естественным условием применимости такого приближения является достаточная длина проволоки и медленность спада потенциала. При нулевой температуре ток через левую границу проволоки равен

$$I = \sum_i dI(x_i), \quad (13)$$

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 дополни-

тельную скорость $\sqrt{\frac{2e[V-U(x_i)]}{m}}$. Таким образом,

при нулевой температуре имеем

$$dI(x) = e \sum_{\epsilon_F - eV < \epsilon < \epsilon_F} v_x = \frac{e}{m} \sum_{\epsilon_F - eV < \epsilon < \epsilon_F} p_x = \left(G_0 + \frac{e^2}{2\pi\hbar p_F} \sqrt{2me[V-U]} \right) dU, \quad (14)$$

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, выражение (14) надо проинтегрировать по U

$$I = \int_0^V \left(G_0 + \frac{e^2}{2\pi\hbar p_F} \sqrt{2me[V-U]} \right) dU = G_0 V \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{2meV}}{3p_F} \right\}. \quad (15)$$

Проводимость квантовой проволоки конечной длины, таким образом, равна

$$G = \frac{I}{V} = G_0 \left\{ 1 + \frac{2\sqrt{2meV}}{3p_F} \right\}. \quad (16)$$

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 (14) может быть модифицировано:

$$dI(x) = \frac{2e}{2\pi\hbar m} \int_0^\infty \left(p + \sqrt{2me[V-U]} \right) \times \left(f(p, \mu, T) - f(p, \mu - edU, T) \right) dp = \frac{G_0 dU}{1 + e \frac{E_i - \mu}{kT}} + \frac{2e^2 dU}{h} \sqrt{\frac{e[V-U]}{kT}} \int_0^\infty \frac{dx}{1 + ch \left[x^2 + \frac{E_i - \mu}{2mkT} \right]}. \quad (17)$$

Проводимость, таким образом, равна

$$G = \frac{I}{V} = \frac{I}{V} \int dI = G_0 \left\{ \frac{1}{1 + e \frac{E_i - \mu}{kT}} + \sqrt{\frac{eV}{kT}} g(\mu, E_i, T) \right\}. \quad (18)$$

Видно, что полученная зависимость баллистической проводимости от продольного напряжения $G = a + \sqrt{bV}$ качественно совпадает со случаем $T = 0$. Однако входящие в выражение (18) 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 (см. рис. 5, а). Кроме того, влияние полевого разогрева на форму квантовой лестницы проводимости может нивелироваться вследствие ее тушения, стимулированного электрически индуцированными переходами носителей тока между

одномерными подзонами (рис. 5, а). 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 рассмотренное выше тушение квантовой лестницы проводимости при увеличении номера ступеньки, а эффекты полевого разогрева проявляются только при регистрации ступенек с малыми номерами (см. рис. 5, а).

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. 5, б). 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 значе-

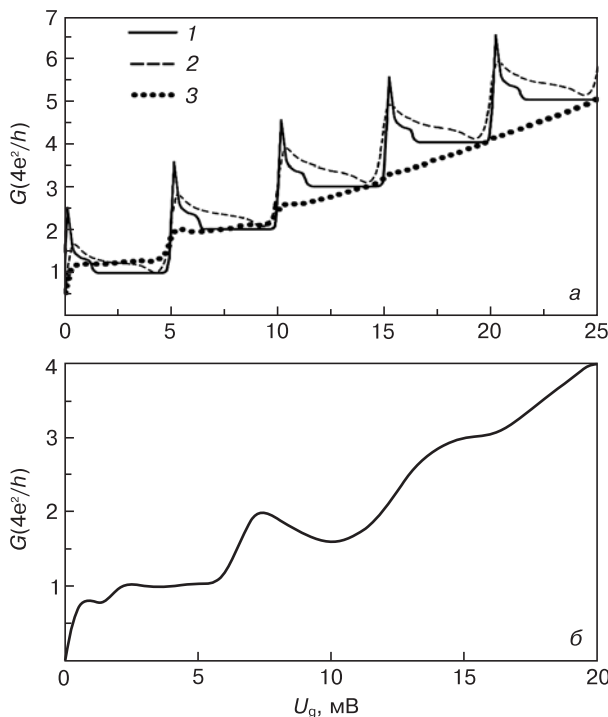


Рис. 5. Полевым разогревом ВАХ квантовой лестницы электронной проводимости одномерного канала, ориентированного вдоль оси [001] СККЯ n -типа проводимости в плоскости Si(100), обнаруженной в условиях варьирования напряжением исток–сток: а — результаты численного расчета, выполненные при $kT/\Delta E = 0,01$ (1), 0,05 (2), 0,05 с учетом полевого тушения, показанного на рис. 4, б, (3); б — экспериментальная зависимость, полученная при $T = 77$ К

Fig. 5. The field-induced heating of the quantum conductance staircase of holes in a 1D channel oriented along the [001] axis within a self-assembled p -type quantum well in the Si(100) plane; the effect was observed by varying the drain-source voltage. (a) The results of numerical calculation for $kT/\Delta E = 0.01$, (2) 0.05, and (3) 0.05 taking into account the field-induced quenching illustrated in Fig. 4b. (b) Experimental dependence obtained at $T = 77$ K

нием долиного фактора для оси [001] в плоскости Si(100). Сечение исследованных квантовых проволок (2×2 нм²) и низкая концентрация двумерных электронов ($7,0 \cdot 10^{12}$ м⁻²) обеспечили регистрацию как поляризации вследствие обменного взаимодействия, так и полевого разогрева электронов в одномерном канале с эффективной длиной 2,5 мкм. Форма первой ступеньки свидетельствует о наличии $0,7(4e^2/h)$ -особенности, которая, по-видимому, идентифицирует возникновение спонтанной спиновой поляризации в одномерных каналах за счет обменного взаимодействия [10, 60]. 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 (см. рис. 5, б). 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 [57, 66] и искажения формы плато квантовой лестницы проводимости [67], обнаруженные при исследовании длинных квантовых проволок, которые предварительно рассматривались в рамках модели упругого электрон-электронного и электрон-примесного рассеяния [68]. 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.

Квантовая лестница дырочной проводимости в краевых каналах сверхузких кремниевых квантовых ям

Зависимость продольного сопротивления от напряжения V_{xy} , приложенного к холловским контактам сверхузкой кремниевой квантовой ямы (СККЯ) p -типа, представляет собой квантовую лестницу дырочной проводимости с максимальной амплиту-

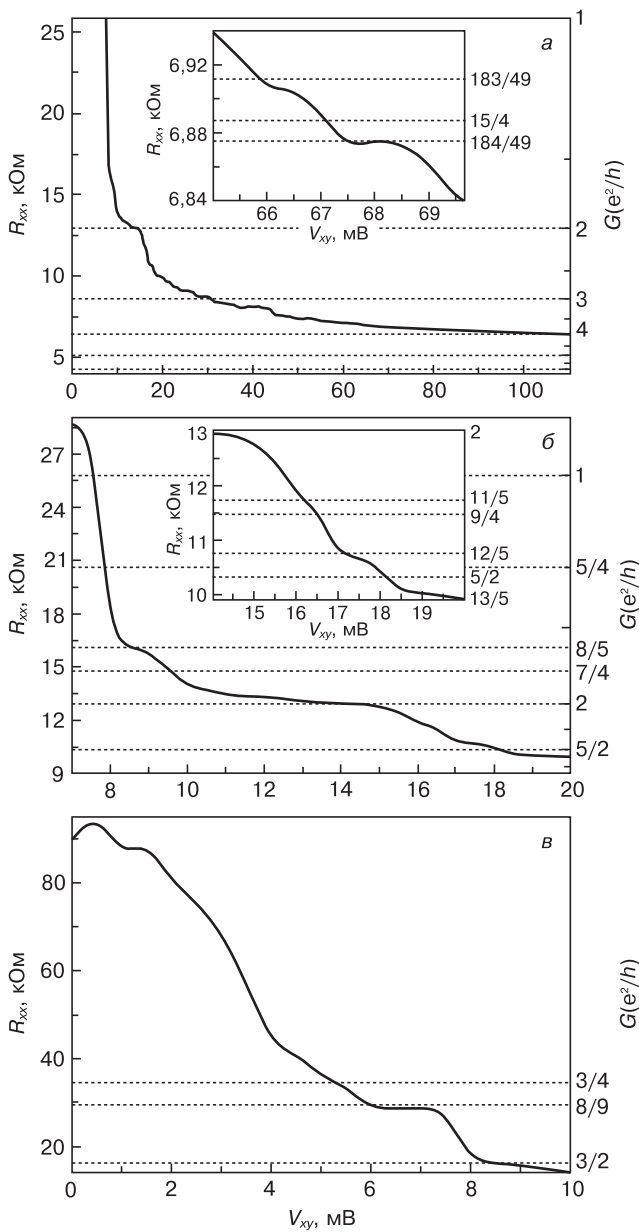


Рис. 6. Экспериментальные зависимости проводимости от напряжения смещения V_{xy} , приложенного к холловским контактам в условиях протекания стабилизированного тока исток–сток 0,5 нА при температуре 77 К (а), лестница дробной квантованной проводимости, демонстрирующая типичное плато при $2e^2/h$ (б) и зависимость проводимости от V_{xy} в диапазоне значений, соответствующих $0,7(2e^2/h)$ — особенности (в): а: с увеличением V_{xy} проводимость увеличивается до максимума $4e^2/h$, демонстрируя при этом типичные плато $2e^2/h$ и $3e^2/h$. На вставке изображено обнаруженное дробное значение $15/4(e^2/h)$; б: на вставке показаны плато и ступеньки проводимости, соответствующие четным и нечетным дробным значениям

Fig. 6. Conductance measured at the temperature of 77 K by biasing the voltage applied to the Hall contacts, V_{xy} , when the drain –source current was stabilized at the value of 0.5 nA. (a) Conductance increases as a function of V_{xy} to a maximum of $4e^2/h$ demonstrating the standard plateaus, $2e^2/h$ and $3e^2/h$. The inset shows the conductance feature at the value of $5/4(e^2/h)$. (б) Fractional quantum conductance staircase close to the standard plateau at the value of $2e^2/h$. Insert shows the conductance plateaus and steps corresponding to the odd and even fractions. (в) Conductance measured as a function of V_{xy} in the range of the values corresponding to the $0,7(2e^2/h)$ feature

дой ступеньки равной $4e^2/h$ (см. рис. 2, а и б, а). Как оказалось, эта величина проводимости не зависит от геометрических размеров образцов, что указывает на ее взаимосвязанность с краевыми каналами СККЯ. Поэтому мы предполагаем, что максимальное число этих каналов равно двум, один заполнен носителями со спином вверх, а другой — со спином вниз. Следует еще раз отметить, что важным условием для регистрации этой квантовой лестницы проводимости является стабилизация тока исток–сток на уровне порядка 1 нА.

Кроме того, в дополнение к стандартному плато $2e^2/h$ квантовая лестница дырочной проводимости демонстрирует целый ряд других отличительных особенностей, таких как плато и ступени, значения которых коррелирует с величинами четных и нечетных дробей в единицах $2e^2/h$ и e^2/h . Так как подобная квантовая лестница проводимости наблюдалась при варьировании величиной напряжения на вертикальном затворе, с помощью которой осуществляется контроль значения двумерной плотности носителей и таким образом определяется вклад их спонтанной спиновой поляризации; то изменение величины напряжения V_{xy} , приложенного к холловским контактам, по-видимому, также приводит к аналогичному влиянию на величину продольного сопротивления, R_{xx} (рис. 6, б и в).

Обнаруженные при варьировании величиной V_{xy} дробные значения продольного сопротивления свидетельствуют о том, что только краевые каналы СККЯ дают доминирующий вклад в квантовую лестницу проводимости в отличие от внутренних каналов. В этом случае определяет позицию краевого канала вблизи холловского контакта со встроенным точечным контактом вследствие локального беспорядка в сильнолегированных бором дельта-барьерах. Кроме того, если принять во внимание, что кремниевый наносандвич ориентирован вдоль кристаллографической оси [011] (рис. 2, а, в и г), тригональные дипольные центры, ориентированные подобным образом, способствуют формированию именно таких краевых каналов в СККЯ. Следует также отметить, что зависящие от степени беспорядка в дельта-барьерах краевые каналы должны проявлять либо диэлектрические, либо сверхпроводящие свойства, тем самым определяя режим спинозависимого транспорта через баллистический точечный контакт [69]. В последнем случае многократные андреевские отражения, по-видимому, приводят к спиновой поляризации носителей в дополнение к механизму спонтанной спиновой поляризации [53, 70].

Было показано, что обменное взаимодействие между дырками, локализованными в точечном контакте и проникающими через него в процессе транспорта вдоль краевого канала, приводит к дробному квантованию проводимости в отличие от электронных систем [71]. Причем наблюдаемое

значение проводимости добавочных плато зависит как от взаимного расположения подзон легких и тяжелых дырок, так и от константы обменного взаимодействия. В рамках данного приближения для кремниевой квантовой проволоки, плато квантовой лестницы проводимости должны соответствовать значениям $e^2/4h$, e^2/h and $9e^2/4h$ при доминировании антиферромагнитного взаимодействия, тогда как в условиях ферромагнитного взаимодействия с высокой вероятностью должны наблюдаться плато квантовой лестницы проводимости при значениях возникающие параллели между спиральными краевыми каналами и баллистическими каналами, ответственными за дробный квантовый эффект Холла в сильных магнитных полях, обращают на себя наше внимание. Как отмечено выше, спиральные краевые каналы могли быть использованы для установления взаимосвязанности между амплитудой $0,7(2e^2/h)$ особенности и степени спонтанной спиновой поляризации носителей, когда энергия ферромагнитного обменного взаимодействия начинает доминировать над кинетической энергией в нулевом магнитном поле. В частности, эволюция $0,7(2e^2/h)$ особенности в квантовой лестнице проводимости между значениями e^2/h и $3/2(e^2/h)$ показанная на рис. 6, в, по-видимому, возникает по причине спиновой деполяризации при прохождении через точечный контакт вблизи холловского контакта [19, 28, 59]. В этом случае уместно предположить, что спиновая деполяризация является основным механизмом при формировании квантовой лестницы проводимости краевого канала при варьировании величиной напряжения, приложенного к холловскому контакту. Детально рассмотрение данного механизма могло бы быть выполнено в рамках формализма Ландауэра—Буттикера [4, 15], если использовать напряжение, приложенное к холловскому контакту, в качестве отражателя внутри краевого канала только на одной стороне прибора (рис. 2, а). В результате этого обратного рассеяния, которое отличается в соседних краевых каналах, полная спиновая поляризация должна изменяться, таким образом формируя квантовую лестницу проводимости в зависимости от напряжения, приложенного к холловским контактам. В подобных экспериментах, варьирование величиной V_{xy} с высоким разрешением, по-видимому, способно привести к наблюдению «экзотических» плато и ступеней (см. вставку к рис. 6, а), которые свидетельствуют о наличии дырочных частиц с дробной статистикой [72], требующих детального изучения.

Заключение

Использован метод расщепленного затвора для получения и исследования различных версий квантовой лестницы дырочной проводимости в

одномерных (1D) каналах, индуцированных электростатически в кремниевых наносандвичах, которые являются сверхузкими ККЯ, ограниченными сильнолегированными бором дельта-барьерами на поверхности кремния (100) n -типа. Наличие сверхузкой ККЯ и присутствие в дельта-барьерах дипольных центров бора с отрицательной корреляционной энергией позволило изучить особенности квантовой лестницы дырочной проводимости при относительно высоких температурах (77 К).

Обнаружена квантовая лестница дырочной проводимости дыр в кремниевых квантовых проволоках с амплитудами квантовых ступеней, формирующихся в результате независимых вкладов одномерных подзон тяжелых и легких дырок, которые проявились (при изучении квадратных квантовых проволок) в удвоении амплитуды квантовой ступени ($G_0 = 4e^2/h$), за исключением высоты первой ступени, которая была равна $2e^2/h$ из-за невырожденности нижней одномерной подзоны.

Показано, что связанное с электрическим полем тушение квантовой лестницы проводимости возникает, когда энергия вызванного полем нагревания носителей становится сопоставимой с энергетическим интервалом между одномерными подзонами. Выявлено усиление амплитуды квантовой ступени с увеличением кинетической энергии дырок в квантовых проволоках конечной длины, которые не описываются в приближении квантового точечного контакта.

Обнаружена спонтанная спиновая поляризация тяжелых и легких дырок в кремниевых наносандвичах. Эта поляризация вызвана доминированием обменного взаимодействия над кинетической энергией, когда нижние одномерные подзоны в кремниевых квантовых проволоках заполнены незначительно.

Обнаружена дробная форма продольной квантовой лестницы продольной проводимости дырок в краевых спиральных каналах кремниевых наносандвича (G_{xx}), которая была измерена в зависимости от напряжения V_{xy} , приложенного к холловскому контакту к кремниевому наносандвичу, приготовленному в рамках геометрии Холла. Наличие дробных особенностей квантовой лестницы дырочной проводимости, наблюдаемых при значениях $7e^2/4h$, $3e^2/h$ и $15e^2/4h$, является доказательством преобладающего ферромагнитного обменного взаимодействия, которое определяет спиновую поляризацию дырок в нулевом магнитном поле. Обнаруженная квантовая лестница проводимости достигала максимума $4e^2/h$ с плато и ступенями, значения которых коррелируют с четными и нечетными дробями соответственно. Это, по-видимому, свидетельствует о формировании спиральных краевых каналов края в кремниевых наносандвичах p -типа проводимости.

Библиографический список

1. Lee P. A., Ramakrishnan T. V. Disordered electronic systems // *Rev. Mod. Phys.* 1985. V. 57, N 2. P. 287–337. DOI: 10.1103/RevModPhys.57.287
2. Sondhi S. L., Girvin S. M., Garini J. P., Shahar D. Continuous quantum phase transitions // *Rev. Mod. Phys.* 1997. V. 69, N 1. P. 315–333. DOI: 10.1103/RevModPhys.69.315
3. Datta S. *Electronic transport in mesoscopic systems*. Cambridge: University Press, 1995. 377 p.
4. Landauer R. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction // *IBM J. Res. Dev.* 1957. V. 1, N 3. P. 223–231. DOI: 10.1147/rd.13.0223
5. von Klitzing K., Dorda G., Pepper M. New method for high-accuracy determination of the fine-structure constant based on quantized hall resistance // *Phys. Rev. Lett.* 1980. V. 45, N 6. P. 494–497. DOI: 10.1103/PhysRevLett.45.494
6. Tsui D. C., Stormer H. L., Gossard A. C. Two-dimensional magnetotransport in the extreme quantum limit // *Phys. Rev. Lett.* 1982. V. 48, N 22. P. 1559–1562. DOI: 10.1103/PhysRevLett.48.1559
7. Thornton T. J., Pepper M., Ahmed H., Andrews D., Davies G. J. One-dimensional conduction in the 2D electron gas of a GaAs–AlGaAs heterojunction // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 56, N 11. P. 1198–1201. DOI: 10.1103/PhysRevLett.56.1198
8. Wharam D. A., Thornton T. J., Newbury R., Pepper M., Ahmed H., Frost J. E. F., Hasko D. G., Peacock D. C., Ritchie D. A., Jones G. A. C. One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1988. V. 21, N 8. P. L209–L214. DOI: 10.1088/0022-3719/21/8/002
9. van Wees B. J., van Houten H., Beenakker C. W. J., Williamson J. G., Kouwenhoven L. P., van der Marel D., Foxon C. T. Quantized conductance of point contact in two dimensional electron gas // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60, N 9. P. 848–850. DOI: 10.1103/PhysRevLett.60.848
10. Thomas K. J., Nicholls J. T., Simmons M. Y., Pepper M., Mace D. R., Ritchie D. A. Possible spin polarization in a one-dimensional electron gas // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77, N 1. P. 135–138. DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.135
11. Thomas K. J., Nicholls J. T., Appleyard N. J., Simmons M. Y., Pepper M., Mace D. R., Tribe W. R., Ritchie D. A. Interaction effects in a one-dimensional constriction // *Phys. Rev. B.* 1998. V. 58, N 8. P. 4846–4852. DOI: 10.1103/PhysRevB.58.4846
12. Thomas, K. J., Nicholls J. T., Pepper M., Tribe W. R., Simmons M. Y., Ritchie D. A. Spin properties of low-density one-dimensional wires // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 61, N 20. P. 13365–R13368. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.R13365
13. Pyshkin K. S., Ford C. J. B., Harrell R. H., Pepper M., Linfield E. H., Ritchie D. A. Spin splitting of one-dimensional subbands in high quality quantum wires at zero magnetic field // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62, N 23. P. 15842–15850. DOI: 10.1103/PhysRevB.62.15842
14. Yacoby A., Stormer H. L., Wingreen N. S., Pfeiffer L. N., Baldwin K. W., West K. W. Nonuniversal conductance quantization in quantum wires // *Phys. Rev. Lett.* 1996. V. 77, N 22. P. 4612–4615. DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.4612
15. Büttiker M. Four-terminal phase-coherent conductance // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57, N 14. P. 1761–1764. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.1761
16. Graham A. C., Thomas K. J., Pepper M., Cooper N. R., Simmons M. Y., Ritchie D. A. Interaction effects at crossings of spin-polarized one-dimensional subbands // *Phys. Rev. Lett.* 2003. V. 91, N 13. P. 136404(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.136404
17. Ghosh A., Ford C. J. B., Pepper M., Beere H. E., Ritchie D. A. Possible evidence of a spontaneous spin polarization in mesoscopic two-dimensional electron systems // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92, N 11. P. 116601(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.116601
18. Graham A. C., Sawkey D. L., Pepper M., Simmons M. Y., Ritchie D. A. Energy-level pinning and the 0,7 spin state in one dimension: GaAs quantum wires studied using finite-bias spectroscopy // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 75, N 3. P. 035331(6). DOI: 10.1103/PhysRevB.75.035331
19. Bagraev N. T., Shelykh I. A., Ivanov V. K., Klyachkin L. E. Spin depolarization in quantum wires polarized spontaneously in a zero magnetic field // *Phys. Rev. B.* 2004. V. 70, N 15. P. 155315(9). DOI: 10.1103/PhysRevB.70.155315
20. Rokhsinon L. P., Pfeiffer L. N., West K. W. Spontaneous spin polarization in quantum point contacts // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96, N 15. P. 156602(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.156602
21. Lieb E., Mattis D. Theory of ferromagnetism and the ordering of electronic energy levels // *Phys. Rev.* 1962. V. 125, N 1. P. 164–172. DOI: 10.1103/PhysRev.125.164
22. Danneau R., Clarke W. R., Klochan O., Micolich A. P., Hamilton A. R., Simmons M. Y., Pepper M., Ritchie D. A. Conductance quantization and the $0,7 \times 2e^2/h$ conductance anomaly in one-dimensional hole systems // *Appl. Phys. Lett.* 2006. V. 88, N 1. P. 012107(3). DOI: 10.1063/1.2161814
23. Баграев Н. Т., Буравлев А. Д., Клячкин Л. Е., Маляренко А. М., Гельхофф В., Иванов В. К., Шелых И. А. Квантованная проводимость в кремниевых квантовых проволоках // *Физика и техника полупроводников*. 2002. Т. 36, № 4. С. 462–483.
24. Bagraev N. T., Bouravleuv A. D., Gehlhoff W., Ivanov V. K., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Rykov S. A., Shelykh I. A. Spin-dependent single-hole tunneling in self-assembled silicon quantum rings // *Physica E.* 2002. V. 12, N 1–4. P. 762–765. DOI: 10.1016/S1386-9477(01)00392-7
25. Bagraev N. T., Galkin N. G., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M. Phase and amplitude response of the ‘0,7 feature’ caused by holes in silicon one-dimensional wires and rings // *J. Phys.: Condens. Matter*. 2008. V. 20, N 16. P. 164202(12). DOI: 10.1088/0953-8984/20/16/164202
26. Баграев Н. Т., Буравлев А. Д., Клячкин Л. Е., Маляренко А. М., Гельхофф В., Романов Ю. И., Рыков С. А. Локальная туннельная спектроскопия кремниевых наноструктур // *Физика и техника полупроводников*. 2005. Т. 39, № 6. С. 716–728.
27. Bagraev N. T., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Romanov V. V., Rykov S. A. Superconductivity in silicon nanostructures // *Physica C.* 2006. V. 437–438. P. 21–24. DOI: 10.1016/j.physc.2005.12.011
28. Starikov A. A., Yakimenko I. I., Berggren K.-F. Scenario for the 0,7-conductance anomaly in quantum point contacts // *Phys. Rev. B.* 2003. V. 67, N 23. P. 235319(8). DOI: 10.1103/PhysRevB.67.235319
29. Hirose K., Li S.-S., Wingreen N. S. Mechanisms for extra conductance plateaus in quantum wires // *Phys. Rev. B.* 2001. V. 63, N 3. P. 033315(4). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.033315
30. Gold A., Calmels L. Valley- and spin-occupancy instability in the quasi-one-dimensional electron gas // *Philos. Mag. Lett.* 1996. V. 74, N 1. P. 33–42. DOI: 10.1080/095008396180533
31. Bychkov Yu. A., Rashba E. I. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 1984. V. 17, N 33. P. 6039–6045. DOI: 10.1088/0022-3719/17/33/015
32. Winkler R. Rashba spin splitting in two-dimensional electron and hole systems // *Phys. Rev. B.* 2000. V. 62, N 7. P. 4245–4248. DOI: 10.1103/PhysRevB.62.4245
33. Winkler R., Noh H., Tutuc E., Shayegan M. Anomalous Rashba spin splitting in two-dimensional hole systems // *Phys. Rev. B.* 2002. V. 65, N 15. P. 155303(4). DOI: 10.1103/PhysRevB.65.155303
34. Datta S., Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator // *Appl. Phys. Lett.* 1990. V. 56, N 7. P. 665–667. DOI: 10.1063/1.102730
35. Aronov A. G., Lyanda-Geller Y. B. Spin-orbit Berry phase in conducting rings // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 70, N 3. P. 343–346. DOI: 10.1103/PhysRevLett.70.343
36. Nitta J., Meijer F. E., Takayanagi H. Spin-interference device // *Appl. Phys. Lett.* 1999. V. 75, N 5. P. 695–697. DOI: 10.1063/1.124485
37. König M., Tschetschekin A., Hankiewicz E. M., Sinova J., Hock V., Daumer V., Schäfer M., Becker C. R., Buhmann H., Molenkamp L. W. Direct observation of the aharonov-casher phase // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96, N 7. P. 076804(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.076804
38. Bergsten T., Kobayashi T., Sekine Y., Nitta J. Experimental demonstration of the time reversal Aharonov-Casher effect // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97, N 19. P. 196803(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.196803
39. Schuster R., Buks E., Heiblum M., Mahalu D., Umansky V., Shtrikman H. Phase measurement in a quantum dot via a double-slit interference experiment // *Nature*. 1997. V. 385, N 6615. P. 417–420. DOI: 10.1038/385417a0
40. Bagraev N. T., Galkin N. G., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Shelykh I. A. Spin interference in silicon one-dimensional rings // *Physica B: Condens. Matter*. 2006. V. 378–380. P. 894–895. DOI: 10.1016/j.physb.2006.01.330
41. Bagraev N. T., Galkin N. G., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Shelykh I. A. Spin interference in silicon one-

- dimensional rings // J. Phys.: Condens. Matter. 2006. V. 18, N 45. P. L567—L573. DOI: 10.1088/0953-8984/18/45/L01
42. Bagraev N. T., Galkin N. G., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Shelykh I. A. Spin interference in silicon one-dimensional rings // AIP Conf. Proc. 2007. V. 893. P. 693—694.
43. Bagraev N. T., Galkin N. G., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Shelykh I. A. Spin interference in silicon one-dimensional rings // J. Phys.: Conf. Ser. 2007. V. 61. P. 56—60. DOI: 10.1088/1742-6596/61/1/012
44. Cronenwett S. M., Lynch H. J., Goldhaber-Gordon D., Kouwenhoven L. P., Marcus C. M., Hirose K., Wingreen N. S., Uman-sky V. Low-temperature fate of the 0,7 structure in a point contact: A kondo-like correlated state in an open system // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88, N 22. P. 226805(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.226805
45. Reilly D. J. Phenomenological model for the 0,7 conductance feature in quantum wires // Phys. Rev. B. 2005. V. 72, N 3. P. 033309(4). DOI: 10.1103/PhysRevB.72.033309
46. DiCarlo L., Zhang Y., McClure D. T., Reilly D. J., Marcus C. M., Pfeiffer L. N., West K. W. Shot-noise signatures of 0,7 structure and spin in a quantum point contact // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97, N 3. P. 036810(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.036810
47. Hasan M. Z., Kane C. L. Colloquium: Topological insulators // Rev. Mod. Phys. 2010. V. 82, N 4. P. 3045—3067. DOI: 10.1103/RevModPhys.82.3045
48. Qi Xiao-Liang, Zhang Shou-Cheng. Topological insulators and superconductors // Rev. Mod. Phys. 2011. V. 83, N 4. P. 1057—1110. DOI: 10.1103/RevModPhys.83.1057
49. Buttiker M. Edge-state physics without magnetic fields // Science. 2009. V. 325, N 5938. P. 278—279. DOI: 10.1126/science.1177157
50. Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Bagraev N. T., Kudryavtsev A. A., Romanov V. V. Superconductor properties for silicon nanostructures / Superconductivity — Theory and Applications / Ed. by A. Luiz Rijeka (Croatia): SCIO, 2010. P. 69—92. (354 p.). DOI: 10.5772/10119
51. Weisbuch C., Vinter B. Quantum semiconductor structures. Fundamentals and Applications. San Diego: Academic Press, 1991. 252 p.
52. Geim A. K., Novoselov K. S. The rise of graphene // Nature Materials. 2007. V. 6, N 3. P. 183—191. DOI:10.1038/nmat1849
53. Jarillo-Herrero P., van Dam J. A., Kouwenhoven L. P. Quantum supercurrent transistors in carbon nanotubes // Nature. 2006. V. 439. P. 953—956. DOI:10.1038/nature04550
54. Liang C.-T., Pepper M., Simmons M. Y., Smith C. G., Ritchie D. A. Spin-dependent transport in a quasiballistic quantum wire // Phys. Rev. B. 2000. V. 61, N 15. P. 9952—9955. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.9952
55. Liang C.-T., Simmons M. Y., Smith C. G., Kim G. H., Ritchie D. A., Pepper M. Experimental evidence for coulomb charging effects in an open quantum dot at zero magnetic field // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81, N 16. P. 3507—3510. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.3507
56. Liang C.-T., Simmons M. Y., Smith C. G., Kim G. H., Ritchie D. A., Pepper M. Evidence for charging effects in an open dot at zero magnetic field // Physica E. 2000. V. 6, N 1-4. P. 418—422. DOI: 10.1016/S1386-9477(99)00203-9
57. Kouwenhoven L. P., van Weels B. J., Harmans C. J. P. M., Williamson J. G., van Houten H., Beenakker C. W. J., Foxon C. T., Harris J. J. Nonlinear conductance of quantum point contacts // Phys. Rev. B. 1989. V. 39, N 11. P. R8040—R8043. DOI: 10.1103/PhysRevB.39.8040
58. Andreev A. V., Kamenev A. Itinerant ferromagnetism in disordered metals: A mean-field theory // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81, N 15. P. 3199—3202. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.3199
59. Chuan-Kui Wang, Berggren K.-F. Spin splitting of subbands in quasi-one-dimensional electron quantum channels // Phys. Rev. B. 1996. V. 54, N 20. P. R14257—R14260. DOI: 10.1103/PhysRevB.54.R1425
60. Chuan-Kui Wang, Berggren K.-F. Local spin polarization in ballistic quantum point contacts // Phys. Rev. B. 1998. V. 57, N 8. P. 4552—4556. DOI: 10.1103/PhysRevB.57.4552
61. Bychkov A. M., Yakymenko I. I., Berggren K.-F. Spin-dependent electron behaviour in quantum point contacts and dots / In: Proc. of 8th Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology». St. Petersburg (Russia), 2000. P. 391—394.
62. Hiroshi Kenji, Li Shu-Shen, Wingreen N. S. Mechanisms for extra conductance plateaus in quantum wires // Phys. Rev. B. 2001. V. 63, N 3. P. 033315(5). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.033315
63. Spivak B., Zhou Fei. Ferromagnetic correlations in quasi-one-dimensional conducting channels // Phys. Rev. B. 2000. V. 61, N 24. P. 16730—16735. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.16730
64. Bagraev N. T., Chaikina E. I., Klyachkin L. E., Markov I. I., Gehlhoff W. Infrared-induced emission from silicon quantum wires // Superlattices and Microstructures. 1998. V. 23, N 2. P. 337—344. DOI: 10.1006/spmi.1996.0452
65. Bagraev N. T., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Gehlhoff W. High-temperature single-hole silicon transistors // Superlattices and Microstructures. 1998. V. 23, N 6. P. 1333—1338. DOI: 10.1006/spmi.1996.0360
66. Heinzl T., Manus S., Wharam D. A., Kotthaus J. P., Böhm G., Klein W., Tränkle G., Weimann G. Modulation of coulomb blockade oscillations by coherent resonant tunneling // Europhys. Lett. 1994. V. 26, N 9. P. 689—693. DOI: 10.1209/0295-5075/26/9/009
67. Tarucha S., Honda T., Saki T. Reduction of quantized conductance at low temperatures observed in 2 to 10 μm -long quantum wires // Solid State Commun. 1995. V. 94, N 6. P. 413—418. DOI: 10.1016/0038-1098(95)00102-6
68. Ogata M., Fukuyama H. Collapse of quantized conductance in a dirty tomonaga-luttinger liquid // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73, N 3. P. 468—471. DOI: 10.1103/PhysRevLett.73.468
69. Баграев Н. Т., Даниловский Э. Ю., Клячкин Л. Е., Маляренко А. М., Машков В. А. Спиновая интерференция дырок в кремниевых наносандвичах // Физика и техника полупроводников. 2012. Т. 46, № 1. С. 77—89.
70. Xiang Jie, Vidan A., Tinkham M., Westervelt R. M., Lieber Ch. Ge-Si nanowire mesoscopic Josephson junctions // Nature-nanotechnology. 2006. V. 1, N 3. P. 208—214. DOI: 10.1038/nnano.2006.140
71. Rosenau da Costa M., Shelykh I. A., Bagraev N. T. Fractional quantization of ballistic con-ductance in one-dimensional hole systems // Phys. Rev. B. 2007. V. 76, N 20. P. R201302(4). DOI: 10.1103/PhysRevB.76.201302
72. Goldman V. J. Superperiods and quantum statis-tics of Laughlin quasiparticles // Phys. Rev. B. 2007. V. 75, N 4. P. 045334(11). DOI: 10.1103/PhysRevB.75.045334

Н. Т. Баграев и Л. Е. Клячкин благодарят за финансовую поддержку Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого (проект 1963 (2014) и программа «5-100-2020» проект 6.1.1. (2014)). Н. Т. Баграев и А. М. Маляренко благодарят Комитет по науке и высшей школе Санкт-Петербурга (субсидии 2016 года). Н. Т. Баграев, Л. Е. Клячкин и А. М. Маляренко благодарят программу Президиума РАН «Актуальные проблемы физики низких температур» (грант 10.4), а также ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН (проект 10.17). Работа выполнена частично за счет бюджетного финансирования ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН.

Статья поступила в редакцию 2 декабря 2016 г.

Izvestiya vuzov. Materialy elektronnoi tekhniki = Materials of Electronics Engineering. 2017, vol. 20, no. 2, pp. 81–98.
DOI: 10.17073/1609-3577-2018-2-81-98

Quantum conductance staircase of holes in silicon nanosandwiches

N. T. Bagraev^{1,2,§}, V. S. Khromov², L. E. Klyachkin^{1,2}, A. M. Malyarenko²

¹ *Peter the Great Saint–Petersburg Polytechnic University,*
29 Polytechnicheskaya Str., St. Petersburg 195251, Russia

² *Ioffe Institute,*
26 Politekhnicheskaya Str., St. Petersburg 19402, Russia

Abstract. The results of studying the quantum conductance staircase of holes in one–dimensional channels obtained by the split–gate method inside silicon nanosandwiches that are the ultra–narrow quantum well confined by the delta barriers heavily doped with boron on the *n*–type Si (100) surface are reported. Since the silicon quantum wells studied are ultra–narrow (~2 nm) and confined by the delta barriers that consist of the negative–U dipole boron centers, the quantized conductance of one–dimensional channels is observed at relatively high temperatures ($T > 77$ K). Further, the current–voltage characteristic of the quantum conductance staircase is studied in relation to the kinetic energy of holes and their sheet density in the quantum wells. The results show that the quantum conductance staircase of holes in *p*–Si quantum wires is caused by independent contributions of the one–dimensional (1D) subbands of the heavy and light holes; these contributions manifest themselves in the study of square–section quantum wires in the doubling of the quantum–step height ($G_0 = 4e^2/h$), except for the first step ($G_0 = 2e^2/h$) due to the absence of degeneracy of the lower 1D subband. An analysis of the heights of the first and second quantum steps indicates that there is a spontaneous spin polarization of the heavy and light holes, which emphasizes the very important role of exchange interaction in the processes of 1D transport of individual charge carriers. In addition, the field–related inhibition of the quantum conductance staircase is demonstrated in the situation when the energy of the field–induced heating of the carriers become comparable to the energy gap between the 1D subbands. The use of the split–gate method made it possible to detect the effect of a drastic increase in the height of the quantum conductance steps when the kinetic energy of holes is increased; this effect is most profound for quantum wires of finite length, which are not described under conditions of a quantum point contact. In the concluding section of this paper we present the findings for the quantum conductance staircase of holes that is caused by the edge channels in the silicon nanosandwiches prepared within frameworks of the Hall. This longitudinal quantum conductance staircase, G_{xx} , is revealed by the voltage applied to the Hall contacts, V_{xy} , to a maximum of $4e^2/h$. In addition to the standard plateau, $2e^2/h$, the variations of the V_{xy} voltage appear to exhibit the fractional forms of the quantum conductance staircase with the plateaus and steps that bring into correlation respectively with the odd and even fractional values.

Keywords: quantum conductance staircase; edge channels; silicon nanosandwich; odd and even fractional values

References

- Lee P. A., Ramakrishnan T. V. Disordered electronic systems. *Rev. Mod. Phys.*, 1985, vol. 57, no. 2, pp. 287–337. DOI: 10.1103/RevModPhys.57.287
- Sondhi S. L., Girvin S. M., Garini J. P., Shahar D. Continuous quantum phase transitions. *Rev. Mod. Phys.*, 1997, vol. 69, no. 1, pp. 315–333. DOI: 10.1103/RevModPhys.69.315
- Datta S. Electronic transport in mesoscopic systems. Cambridge: University Press, 1995, 377 p.
- Landauer R. Spatial variation of currents and fields due to localized scatterers in metallic conduction. *IBM J. Res. Dev.*, 1957, vol. 1, no. 3, pp. 223–231. DOI: 10.1147/rd.13.0223
- von Klitzing K., Dorda G., Pepper M. New method for high–accuracy determination of the fine–structure constant based on quantized hall resistance. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, vol. 45, no. 6, pp. 494–497. DOI: 10.1103/PhysRevLett.45.494
- Tsui D. C., Stormer H. L., Gossard A. C. Two–dimensional magnetotransport in the extreme quantum limit. *Phys. Rev. Lett.*, 1982, vol. 48, no. 22, pp. 1559–1562. DOI: 10.1103/PhysRevLett.48.1559
- Thornton T. J., Pepper M., Ahmed H., Andrews D., Davies G. J. One–dimensional conduction in the 2D electron gas of a GaAs–AlGaAs heterojunction. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, vol. 56, no. 11, pp. 1198–1201. DOI: 10.1103/PhysRevLett.56.1198
- Wharam D. A., Thornton T. J., Newbury R., Pepper M., Ahmed H., Frost J. E. F., Hasko D. G., Peacock D. C., Ritchie D. A., Jones G. A. C. One–dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 1988, vol. 21, no. 8, pp. L209–L214. DOI: 10.1088/0022-3719/21/8/002
- van Wees B. J., van Houten H., Beenakker C. W. J., Williamson J. G., Kouwenhoven L. P., van der Marel D., Foxon C. T. Quantized conductance of point contact in two dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, vol. 60, no. 9, pp. 848–850. DOI: 10.1103/PhysRevLett.60.848
- Thomas K. J., Nicholls J. T., Simmons M. Y., Pepper M., Mace D. R., Ritchie D. A. Possible spin polarization in a one–dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, vol. 77, no. 1, pp. 135–138. DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.135
- Thomas K. J., Nicholls J. T., Appleyard N. J., Simmons M. Y., Pepper M., Mace D. R., Tribe W. R., Ritchie D. A. Interaction effects in a one–dimensional constriction. *Phys. Rev. B*, 1998, vol. 58, no. 8, pp. 4846–4852. DOI: 10.1103/PhysRevB.58.4846
- Thomas K. J., Nicholls J. T., Pepper M., Tribe W. R., Simmons M. Y., Ritchie D. A. Spin properties of low–density one–dimensional wires. *Phys. Rev. B*, 2000, vol. 61, no. 20, pp. R13365–R13368. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.R13365
- Pyshkin K. S., Ford C. J. B., Harrell R. H., Pepper M., Linfield E. H., Ritchie D. A. Spin splitting of one–dimensional subbands in high quality quantum wires at zero magnetic field. *Phys. Rev. B*, 2000, vol. 62, no. 23, pp. 15842–15850. DOI: 10.1103/PhysRevB.62.15842

Information about authors:

Nikolay T. Bagraev^{1,2,§}: Dr. Sci. (Phys.–Math.), Leading Researcher (1), Professor, Department of Experimental Physics (2) (bagraev@mail.ioffe.ru); **V. S. Khromov**²: Research Intern; **Leonid E. Klyachkin**^{1,2}: Cand. Sci. (Phys.–Math.), Senior Researcher (1), Associate Professor, Department of Experimental Physics (2); **Anna M. Malyarenko**²: Cand. Sci. (Phys.–Math.), Senior Researcher

§ Corresponding author

14. Yacoby A., Stormer H. L., Wingreen N. S., Pfeiffer L. N., Baldwin K. W., West K. W. Nonuniversal conductance quantization in quantum wires. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, vol. 77, no. 22, pp. 4612—4615. DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.4612
15. Büttiker M. Four-terminal phase-coherent conductance. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, vol. 57, no. 14, pp. 1761—1764. DOI: 10.1103/PhysRevLett.57.1761
16. Graham A. C., Thomas K. J., Pepper M., Cooper N. R., Simmons M. Y., Ritchie D. A. Interaction effects at crossings of spin-polarized one-dimensional subbands. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, vol. 91, no. 13, pp. 136404(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.136404
17. Ghosh A., Ford C. J. B., Pepper M., Beere H. E., Ritchie D. A. Possible evidence of a spontaneous spin polarization in mesoscopic two-dimensional electron systems. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, vol. 92, no. 11, pp. 116601(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.116601
18. Graham A. C., Sawkey D. L., Pepper M., Simmons M. Y., Ritchie D. A. Energy-level pinning and the 0.7 spin state in one dimension: GaAs quantum wires studied using finite-bias spectroscopy. *Phys. Rev. B*, 2007, vol. 75, no. 3, pp. 035331(6). DOI: 10.1103/PhysRevB.75.035331
19. Bagraev N. T., Shelykh I. A., Ivanov V. K., Klyachkin L. E. Spin depolarization in quantum wires polarized spontaneously in a zero magnetic field. *Phys. Rev. B*, 2004, vol. 70, no. 15, pp. 155315(9). DOI: 10.1103/PhysRevB.70.155315
20. Rokhinson L. P., Pfeiffer L. N., West K. W. Spontaneous spin polarization in quantum point contacts. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, vol. 96, no. 15, pp. 156602(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.156602
21. Lieb E., Mattis D. Theory of ferromagnetism and the ordering of electronic energy levels. *Phys. Rev.*, 1962, vol. 125, no. 1, pp. 164—172. DOI: 10.1103/PhysRev.125.164
22. Danneau R., Clarke W. R., Klochan O., Micolich A. P., Hamilton A. R., Simmons M. Y., Pepper M., Ritchie D. A. Conductance quantization and the $0.7 \times 2e^2/h$ conductance anomaly in one-dimensional hole systems. *Appl. Phys. Lett.*, 2006, vol. 88, no. 1, pp. 012107(3). DOI: 10.1063/1.2161814
23. Bagraev N. T., Bouravleuv A. D., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Gehlhoff W., Ivanov V. K., Shelykh I. A. Quantized conductance in silicon quantum wires. *Semiconductors*, 2002, vol. 36, no. 4, pp. 439—460. DOI: 10.1134/1.1469195
24. Bagraev N. T., Bouravleuv A. D., Gehlhoff W., Ivanov V. K., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Rykov S. A., Shelykh I. A. Spin-dependent single-hole tunneling in self-assembled silicon quantum rings. *Physica E*, 2002, vol. 12, no. 1–4, pp. 762—765. DOI: 10.1016/S1386-9477(01)00392-7
25. Bagraev N. T., Galkin N. G., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M. Phase and amplitude response of the ‘0.7 feature’ caused by holes in silicon one-dimensional wires and rings. *J. Phys.: Condens. Matter.*, 2008, vol. 20, no. 16, pp. 164202(12). DOI: 10.1088/0953-8984/20/16/164202
26. Bagraev N. T., Bouravleuv A. D., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Gehlhoff W., Romanov Yu. I., Rykov S. A. Local tunneling spectroscopy of silicon nanostructures. *Semiconductors*, 2005, vol. 39, no. 6, pp. 685—696. DOI: 10.1134/1.1944860
27. Bagraev N. T., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Romanov V. V., Rykov S. A. Superconductivity in silicon nanostructures. *Physica C*, 2006, vol. 437–438, pp. 21—24. DOI: 10.1016/j.physc.2005.12.011
28. Starikov A. A., Yakimenko I. I., Berggren K-F. Scenario for the 0.7-conductance anomaly in quantum point contacts. *Phys. Rev. B*, 2003, vol. 67, no. 23, pp. 235319(8). DOI: 10.1103/PhysRevB.67.235319
29. Hirose K., Li S.-S., Wingreen N. S. Mechanisms for extra conductance plateaus in quantum wires. *Phys. Rev. B*, 2001, vol. 63, no. 3, pp. 033315(4). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.033315
30. Gold A., Calmels L. Valley- and spin-occupancy instability in the quasi-one-dimensional electron gas. *Philos. Mag. Lett.*, 1996, vol. 74, no. 1, pp. 33—42. DOI: 10.1080/095008396180533
31. Bychkov Yu. A., Rashba E. I. Oscillatory effects and the magnetic susceptibility of carriers in inversion layers. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, 1984, vol. 17, no. 33, pp. 6039—6045. DOI: 10.1088/0022-3719/17/33/015
32. Winkler R. Rashba spin splitting in two-dimensional electron and hole systems. *Phys. Rev. B*, 2000, vol. 62, no. 7, pp. 4245—4248. DOI: 10.1103/PhysRevB.62.4245
33. Winkler R., Noh H., Tutuc E., Shayegan M. Anomalous Rashba spin splitting in two-dimensional hole systems. *Phys. Rev. B*, 2002, vol. 65, no. 15, pp. 155303(4). DOI: 10.1103/PhysRevB.65.155303
34. Datta S., Das B. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, vol. 56, no. 7, pp. 665—667. DOI: 10.1063/1.102730
35. Aronov A. G., Lyanda-Geller Y. B. Spin-orbit Berry phase in conducting rings. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, vol. 70, no. 3, pp. 343—346. DOI: 10.1103/PhysRevLett.70.343
36. Nitta J., Meijer F. E., Takayanagi H. Spin-interference device. *Appl. Phys. Lett.*, 1999, vol. 75, no. 5, pp. 695—697. DOI: 10.1063/1.124485
37. König M., Tschetschetkin A., Hankiewicz E. M., Sinova J., Hock V., Daumer V., Schäfer M., Becker C. R., Buhmann H., Molenkamp L. W. Direct observation of the aharonov-casher phase. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, vol. 96, no. 7, pp. 076804(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.96.076804
38. Bergsten T., Kobayashi T., Sekine Y., Nitta J. Experimental demonstration of the time reversal Aharonov-Casher effect. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, vol. 97, no. 19, pp. 196803(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.196803
39. Schuster R., Buks E., Heiblum M., Mahalu D., Umansky V., Shtrikman H. Phase measurement in a quantum dot via a double-slit interference experiment. *Nature*, 1997, vol. 385, no. 6615, pp. 417—420. DOI: 10.1038/385417a0
40. Bagraev N. T., Galkin N. G., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Shelykh I. A. Spin interference in silicon one-dimensional rings. *Physica B: Condens. Matter*, 2006, vol. 378–380, pp. 894—895. DOI: 10.1016/j.physb.2006.01.330
41. Bagraev N. T., Galkin N. G., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Shelykh I. A. Spin interference in silicon one-dimensional rings. *J. Phys.: Condens. Matter*, 2006, vol. 18, no. 45, pp. L567—L573. DOI: 10.1088/0953-8984/18/45/L01
42. Bagraev N. T., Galkin N. G., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Shelykh I. A. Spin interference in silicon one-dimensional rings. *AIP Conf. Proc.*, 2007, vol. 893, pp. 693—694.
43. Bagraev N. T., Galkin N. G., Gehlhoff W., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Shelykh I. A. Spin interference in silicon one-dimensional rings. *J. Phys.: Conf. Ser.*, 2007, vol. 61, pp. 56—60. DOI: 10.1088/1742-6596/61/1/012
44. Cronenwett S. M., Lynch H. J., Goldhaber-Gordon D., Kouwenhoven L. P., Marcus C. M., Hirose K., Wingreen N. S., Umansky V. Low-temperature fate of the 0.7 structure in a point contact: A kondo-like correlated state in an open system. *Phys. Rev. Lett.*, 2002, vol. 88, no. 22, pp. 226805(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.88.226805
45. Reilly D. J. Phenomenological model for the 0.7 conductance feature in quantum wires. *Phys. Rev. B*, 2005, vol. 72, no. 3, pp. 033309(4). DOI: 10.1103/PhysRevB.72.033309
46. DiCarlo L., Zhang Y., McClure D. T., Reilly D. J., Marcus C. M., Pfeiffer L. N., West K. W. Shot-noise signatures of 0.7 structure and spin in a quantum point contact. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, vol. 97, no. 3, pp. 036810(4). DOI: 10.1103/PhysRevLett.97.036810
47. Hasan M. Z., Kane C. L. Colloquium: Topological insulators. *Rev. Mod. Phys.*, 2010, vol. 82, no. 4, pp. 3045—3067. DOI: 10.1103/RevModPhys.82.3045
48. Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang. Topological insulators and superconductors. *Rev. Mod. Phys.*, 2011, vol. 83, no. 4, pp. 1057—1110. DOI: 10.1103/RevModPhys.83.1057
49. Büttiker M. Edge-state physics without magnetic fields. *Science*, 2009, vol. 325, no. 5938, pp. 278—279. DOI: 10.1126/science.1177157
50. Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Bagraev N. T., Kudryavtsev A. A., Romanov V. V. Superconductor properties for silicon nanostructures. Ch. 4. In: «*Superconductivity – Theory and Applications*». Ed. by A. Luiz. Rijeka (Croatia): SCIYO, 2010, pp. 69—92. DOI: 10.5772/10119
51. Weisbuch C., Vinter B. Quantum semiconductor structures. Fundamentals and Applications. San Diego: Academic Press, 1991, 252 p.
52. Geim A. K., Novoselov K. S. The rise of graphene. *Nature Materials*, 2007, vol. 6, no. 3, pp. 183—191. DOI: 10.1038/nmat1849
53. Jarillo-Herrero P., van Dam J. A., Kouwenhoven L. P. Quantum supercurrent transistors in carbon nanotubes. *Nature*, 2006, vol. 439, pp. 953—956. DOI: 10.1038/nature04550
54. Liang C.-T., Pepper M., Simmons M. Y., Smith C. G., Ritchie D. A. Spin-dependent transport in a quasiballistic quantum wire. *Phys. Rev. B*, 2000, vol. 61, no. 15, pp. 9952—9955. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.9952
55. Liang C.-T., Simmons M. Y., Smith C. G., Kim G. H., Ritchie D. A., Pepper M. Experimental evidence for coulomb charging effects in an open quantum dot at zero magnetic field. *Phys. Rev.*

Lett., 1998, vol. 81, no. 16, pp. 3507–3510. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.3507

56. Liang C.-T., Simmons M. Y., Smith C. G., Kim G. H., Ritchie D. A., Pepper M. Evidence for charging effects in an open dot at zero magnetic field. *Physica E*, 2000, vol. 6, no. 1–4, pp. 418–422. DOI: 10.1016/S1386-9477(99)00203-9

57. Kouwenhoven L. P., van Weels B. J., Harmans C. J. P. M., Williamson J. G., van Houten H., Beenakker C. W. J., Foxon C. T., Harris J. J. Nonlinear conductance of quantum point contacts. *Phys. Rev. B*, 1989, vol. 39, no. 11, pp. R8040–R8043. DOI: 10.1103/PhysRevB.39.8040

58. Andreev A. V., Kamenev A. Itinerant ferromagnetism in disordered metals: A mean-field theory. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, vol. 81, no. 15, pp. 3199–3202. DOI: 10.1103/PhysRevLett.81.3199

59. Chuan-Kui Wang, Berggren K.-F. Spin splitting of subbands in quasi-one-dimensional electron quantum channels. *Phys. Rev. B*, 1996, vol. 54, no. 20, pp. R14257–R14260. DOI: 10.1103/PhysRevB.54.R1425

60. Chuan-Kui Wang, Berggren K.-F. Local spin polarization in ballistic quantum point contacts. *Phys. Rev. B*, 1998, vol. 57, no. 8, pp. 4552–4556. DOI: 10.1103/PhysRevB.57.4552

61. Bychkov A. M., Yakymenko I. I., Berggren K.-F. Spin-dependent electron behaviour in quantum point contacts and dots. *In Proc. of 8th Int. Symp. «Nanostructures: Physics and Technology»*. St. Petersburg (Russia), 2000, pp. 391–394.

62. Hiroshi Kenji, Li Shu-Shen, Wingreen N. S. Mechanisms for extra conductance plateaus in quantum wires. *Phys. Rev. B*, 2001, vol. 63, no. 3, pp. 033315(5). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.033315

63. Spivak B., Zhou Fei. Ferromagnetic correlations in quasi-one-dimensional conducting channels. *Phys. Rev. B*, 2000, vol. 61, no. 24, pp. 16730–16735. DOI: 10.1103/PhysRevB.61.16730

64. Bagraev N. T., Chaikina E. I., Klyachkin L. E., Markov I. I., Gehlhoff W. Infrared-induced emission from silicon quantum wires. *Superlattices and Microstructures*, 1998, vol. 23, no. 2, pp. 337–344. DOI: 10.1006/spmi.1996.0452

65. Bagraev N. T., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Gehlhoff W. High-temperature single-hole silicon transistors. *Superlattices and Microstructures*, 1998, vol. 23, no. 6, pp. 1333–1338. DOI: 10.1006/spmi.1996.0360

66. Heinzel T., Manus S., Wharam D. A., Kotthaus J. P., Böhm G., Klein W., Tränkle G., Weimann G. Modulation of coulomb blockade oscillations by coherent resonant tunneling. *Europhys. Lett.*, 1994, vol. 26, no. 9, pp. 689–693. DOI: 10.1209/0295-5075/26/9/009

67. Tarucha S., Honda T., Saki T. Reduction of quantized conductance at low temperatures observed in 2 to 10 μm -long quantum wires. *Solid State Commun.*, 1995, vol. 94, no. 6, pp. 413–418. DOI: 10.1016/0038-1098(95)00102-6

68. Ogata M., Fukuyama H. Collapse of quantized conductance in a dirty tomonaga-luttinger liquid. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, vol. 73, no. 3, pp. 468–471. DOI: 10.1103/PhysRevLett.73.468

69. Bagraev N. T., Danilovskii E. Yu., Klyachkin L. E., Malyarenko A. M., Mashkov V. A. Spin interference of holes in silicon nanosandwiches. *Semiconductors*, 2012, vol. 46, no. 1, pp. 75–86. DOI: 10.1134/S1063782612010034

70. Xiang Jie, Vidan A., Tinkham M., Westervelt R. M., Lieber Ch. Ge-Si nanowire mesoscopic Josephson junctions. *Nature-nanotechnology*, 2006, vol. 1, no. 3, pp. 208–214. DOI: 10.1038/nnano.2006.140

71. Rosenau da Costa M., Shelykh I. A., Bagraev N. T. Fractional quantization of ballistic conduction in one-dimensional hole systems. *Phys. Rev. B*, 2007, vol. 76, no. 20, pp. R201302(4). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.76.201302>

72. Goldman V. J. Superperiods and quantum statistics of Laughlin quasiparticles. *Phys. Rev. B*, 2007, vol. 75, no. 4, pp. 045334(11). DOI: 10.1103/PhysRevB.75.045334

Acknowledgements.

N.T. Bagraev and L.E. Klyachkin acknowledge the support of St. Petersburg Polytechnic University, program «5-100-2020», project nos. 6.1.1. (2014) and 1963 (2014). N.T. Bagraev and A.M. Malyarenko acknowledge the support of the Department of Science and Higher Education of the St. Petersburg government. N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, and A.M. Malyarenko acknowledge the support of the Presidium of the Russian Academy of Sciences, program «Topical Problems of Low-Temperature Physics», grant no. 10.4, project no. 10.17, and the support of Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences.

The study was supported in part by the Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences.

Received December 2, 2016

* * *