

## Спиновая интерференция дырок в кремниевых наносандвичах

© Н.Т. Баграев<sup>¶</sup>, Э.Ю. Даниловский, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В.А. Машков\*

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

\* Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
195251 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 20 мая 2011 г. Принята к печати 30 июня 2011 г.)

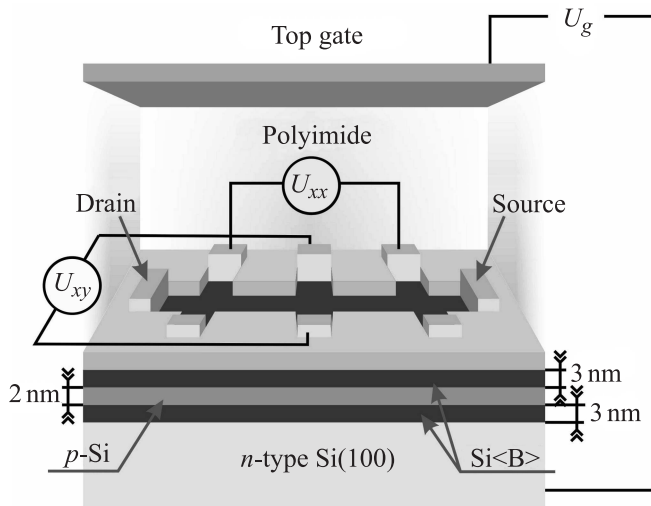
Спинозависимый транспорт дырок исследуется в кремниевых наносандвичах на поверхности Si (100) *n*-типа, которые представляют собой сверхузкие кремниевые квантовые ямы *p*-типа, ограниченные  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором. На основании данных измерений продольной и холловской разности потенциалов в зависимости от напряжения на вертикальном затворе в отсутствие внешнего магнитного поля идентифицируется наличие в кремниевых наносандвичах краевых каналов проводимости. При этом рост стабилизированного тока исток–сток в интервале 0.25–5 нА последовательно проявляет значение продольной проводимости  $4e^2/h$ , обусловленное вкладом многократного андреевского отражения,  $0.7(2e^2/h)$ , соответствующее известной особенности в квантовой лестнице проводимости, а также осцилляции Ааронова–Кашера, что свидетельствует о спиновой поляризации дырок в краевых каналах. Кроме того, в условиях низких значений стабилизированного тока исток–сток благодаря наличию спиновой поляризации регистрируется ненулевая холловская разность потенциалов, зависящая от напряжения вертикального затвора, что идентифицирует квантовый спиновый эффект Холла. Измерения продольных вольт-амперных характеристик демонстрируют наличие ступеней Фиске и участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением, обусловленного генерацией электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона. Предлагается объяснение полученных результатов в рамках модели топологических краевых состояний, представляющих собой систему из сверхпроводящих каналов, содержащих квантовые точечные контакты, способные трансформироваться в одиночные джозефсоновские переходы при увеличении величины стабилизированного тока исток–сток.

### 1. Введение

Одним из важнейших направлений нанofизики и наноэлектроники является изучение и применение наноразмерных джозефсоновских переходов [1,2]. Основное внимание в рамках данного направления уделяется созданию так называемых наносандвичей, представляющих собой полупроводниковые или металлические наноструктуры, ограниченные квантово-размерными сверхпроводящими слоями [3,4]. Одной из наиболее перспективных версий подобных структур является сверхузкая кремниевая квантовая яма (СККЯ) *p*-типа, ограниченная двумерными сильно легированными  $\delta$ -барьерами на поверхности кремния (100) *n*-типа проводимости, которые проявляют свойства высокотемпературных сверхпроводников, если в качестве легирующей примеси используется бор (рис. 1) [5–8]. В этом случае характеристики продольного транспорта дырок в квантовой яме могут контролироваться в условиях прямого и обратного напряжения, приложенного к *p*–*n*-переходу, вследствие изменения как плотности и подвижности носителей, так и величины спин-орбитального взаимодействия в валентной зоне [9]. Важным преимуществом планарных кремниевых наносандвичей является также возможность использования холловской геометрии эксперимента, которая необходима для идентификации характеристик спинозависимого транспорта носителей, таких, как эффекты спинового транзистора и квантовый спиновый

эффект Холла [5,9]. Регистрация этих эффектов при высоких температурах становится вполне разрешимой проблемой благодаря малой эффективной массе двумерной тяжелой дырки, которая в кремниевых наносандвичах достигает значений ниже  $\leq 6 \cdot 10^{-4} m_0$  [9,10]. Подобные эффекты наблюдались также в таких объектах, как наноструктуры на основе гетеропереходов HgTe–CdTe [11], в графене [12] и в других материалах, получивших название топологические изоляторы [13–17]. Топологический изолятор, как и обыкновенный изолятор, имеет запрещенную зону в энергетическом спектре, разделяющую валентную зону и зону проводимости. Однако поверхностные или краевые состояния топологического изолятора характеризуются наличием проводимости вследствие исчезновения запрещенной зоны. Более того, возможно также возникновение инверсных состояний из-за пересечения валентной зоны и зоны проводимости [18,19]. В частности, топологические краевые каналы являются аналогами краевых проводящих каналов, ответственных за наблюдение квантового эффекта Холла в условиях пересечения уровней Ландау и уровня Ферми на краях полупроводниковых квантовых ям [20,21]. Кроме того, наличие краевых каналов в топологическом изоляторе приводит к новым версиям спинозависимого транспорта, которые не наблюдались ранее ни в одной из известных 1D или 2D систем, а именно, к формированию парных одномерных каналов, в которых носители имеют противоположную ориентацию спинов [22]. Следует отметить, что помимо фундаментального интереса исследования краевых каналов в топологических изоля-

<sup>¶</sup> E-mail: Bagraev@mail.ioffe.ru



**Рис. 1.** Экспериментальная структура, выполненная в рамках холловской геометрии для изучения спиновзависимого транспорта в СККЯ  $p$ -типа проводимости на поверхности Si (100)  $n$ -типа в условиях изменения величины спин-орбитального взаимодействия и управления процессами андреевского отражения с помощью вертикального затвора.

торах могут найти широкое практическое применение в различных областях нанoeлектроники: от спинтроники до разработки квантовых компьютеров [23].

Представляется, что наиболее эффективным устройством для анализа спиновзависимых свойств топологических краевых каналов является спиновый транзистор с вертикальным затвором, аналогичный показанному на рис. 1. В первой версии спинового транзистора предполагалось, что квантовая интерференция в условиях спиновой прецессии поляризованных носителей тока, обусловленной варьированием величиной спин-орбитального взаимодействия (СОВ) в полупроводниковой квантовой яме, приводит к модуляции проводимости [24]. При этом в качестве контактов, играющих роль истока и стока при инжекции и детектировании определенных спиновых состояний носителей, предполагалось использовать ферромагнетики, например железо, являющиеся также поляризатором и анализатором. Однако, как инжекция, так и оптическая накачка циркулярно поляризованным светом приводит к возникновению неравновесного состояния поляризованных по спину носителей, что практически лишает смысла рассматривать спиновзависимый транспорт в рамках приближений, используемых для описания равновесных процессов, например, таких как эффект Холла, основным условием наблюдения которого является жесткая стабилизация тока исток–сток [25,26]. Поэтому представляет большой интерес экспериментальная реализация равновесной низкоразмерной системы носителей тока с неравновесной спиновой поляризацией, иными словами, с отличием спиновой температуры от температуры решетки. Краевые топологические каналы являются одной

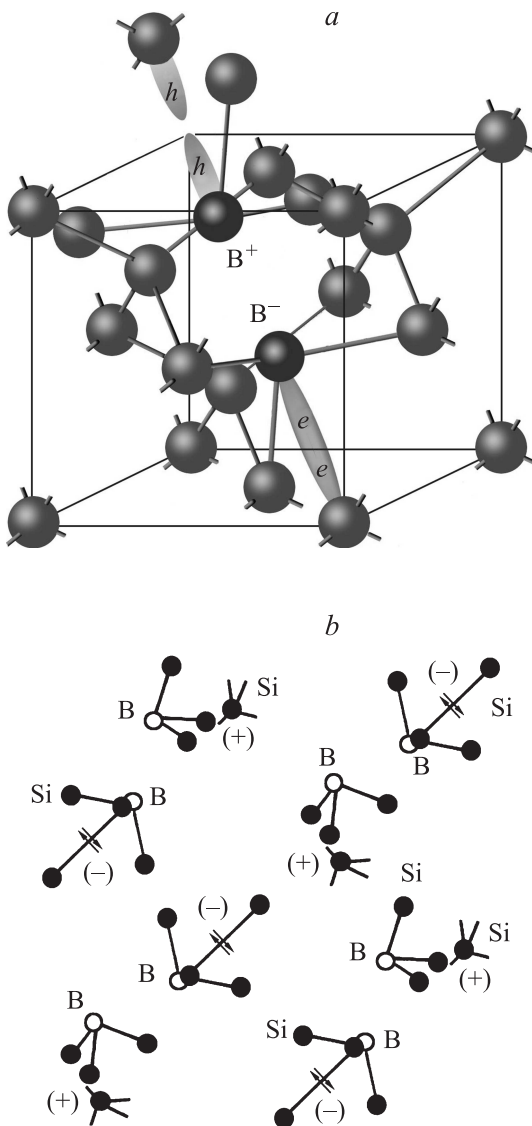
из версий таких низкоразмерных систем, особенно в случае их получения в структуре наносандвичей. В качестве механизмов изменения спиновой температуры могут, например, рассматриваться спонтанная спиновая поляризация и многократное андреевское отражение, которые достаточно хорошо исследованы в различных наносандвичих [1–8,27,28]. Таким образом, наличие краевых топологических состояний позволяет использовать наносандвичи для наблюдения эффектов спинового транзистора и квантового спинового эффекта Холла в рамках холловской геометрии без выполнения контактами исток–сток функции поляризатора и анализатора.

Вышесказанное определяет цель настоящей работы, которая заключалась в изучении спиновзависимого транспорта тяжелых дырок в сверхузкой кремниевой квантовой яме  $p$ -типа проводимости, ограниченной двумерными  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором (рис. 1). Измерения продольной и холловской проводимости в зависимости от напряжения на вертикальном затворе при различных значениях стабилизированного продольного тока показали, что в кремниевых наносандвичих в отсутствие внешнего магнитного поля и электростатического ограничения формируются краевые топологические каналы, являющиеся основой для регистрации эффекта спинового транзистора и квантового спинового эффекта Холла.

## 2. Получение и структурные свойства наносандвичей

Для получения кремниевых наносандвичей, исследуемых в данной работе, использовались подложки Si (100)  $n$ -типа проводимости толщиной 0.35 мм с удельным сопротивлением 20 Ом · см, которые были предварительно окислены при температуре 1150°C в атмосфере сухого кислорода, содержащей пары  $\text{CCl}_4$ . Толщина тонкого слоя окисла составляла 0.22 мкм, в котором с помощью фотолитографии вскрывались окна в холловской геометрии для проведения кратковременной диффузии бора из газовой фазы при  $T_{\text{дифф}} = 900^\circ\text{C}$ .

Технология создания наносандвичей детально разработана и основана на процессах самоорганизации микродефектов межузельных атомов кремния при росте окисла на поверхности Si (100)  $n$ -типа. Как известно, формирование слоев окисла на поверхности монокристаллического кремния приводит к появлению избыточных потоков собственных межузельных атомов и вакансий, которые имеют выделенные кристаллографические направления соответственно вдоль осей  $\langle 111 \rangle$  и  $\langle 100 \rangle$  [29–32]. Образование тонкого слоя окисла сопровождается генерацией избыточных межузельных атомов кремния, тогда как поверхность раздела толстый окисел–кремний является источником генерации избыточных потоков вакансий [29,31]. Наличие тонкого окисла приводит к самоорганизации собственных



**Рис. 2.** *a* — модель одиночного тригонального дипольного центра бора с отрицательной корреляционной энергией, образованного вследствие реконструкции мелких акцепторов бора,  $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$ , что приводит к формированию подрешетки дырочных биполяронов малого радиуса (*b*) в сильно легированных бором  $\delta$ -барьерах, ограничивающих СККЯ.

межузельных атомов в микродефекты в форме пирамид с основанием  $2 \times 2$  нм, самоупорядочивающиеся в  $\delta$ -слои, параллельные поверхности Si (100), между которыми формируются СККЯ [32]. Пассивация оборванных связей в  $\delta$ -слоях, созданных в процессе предварительного окисления подложек Si (100), производится посредством кратковременной диффузии бора в окна в окисле кремния, полученные с помощью фотолитографии. Процесс пассивации бором трансформирует  $\delta$ -слои микродефектов в  $\delta$ -барьеры, сильно легированные бором,  $N(B) = 5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ , которые ограничивают СККЯ [28,32]. Анализ полученных сверхмелких профилей концентрации бора, проведенный методом масс-

спектрометрии вторичных ионов (ВИМС), позволил определить не только значение концентрации бора, но и глубину диффузионного профиля, которая не превышала 8 нм [33].

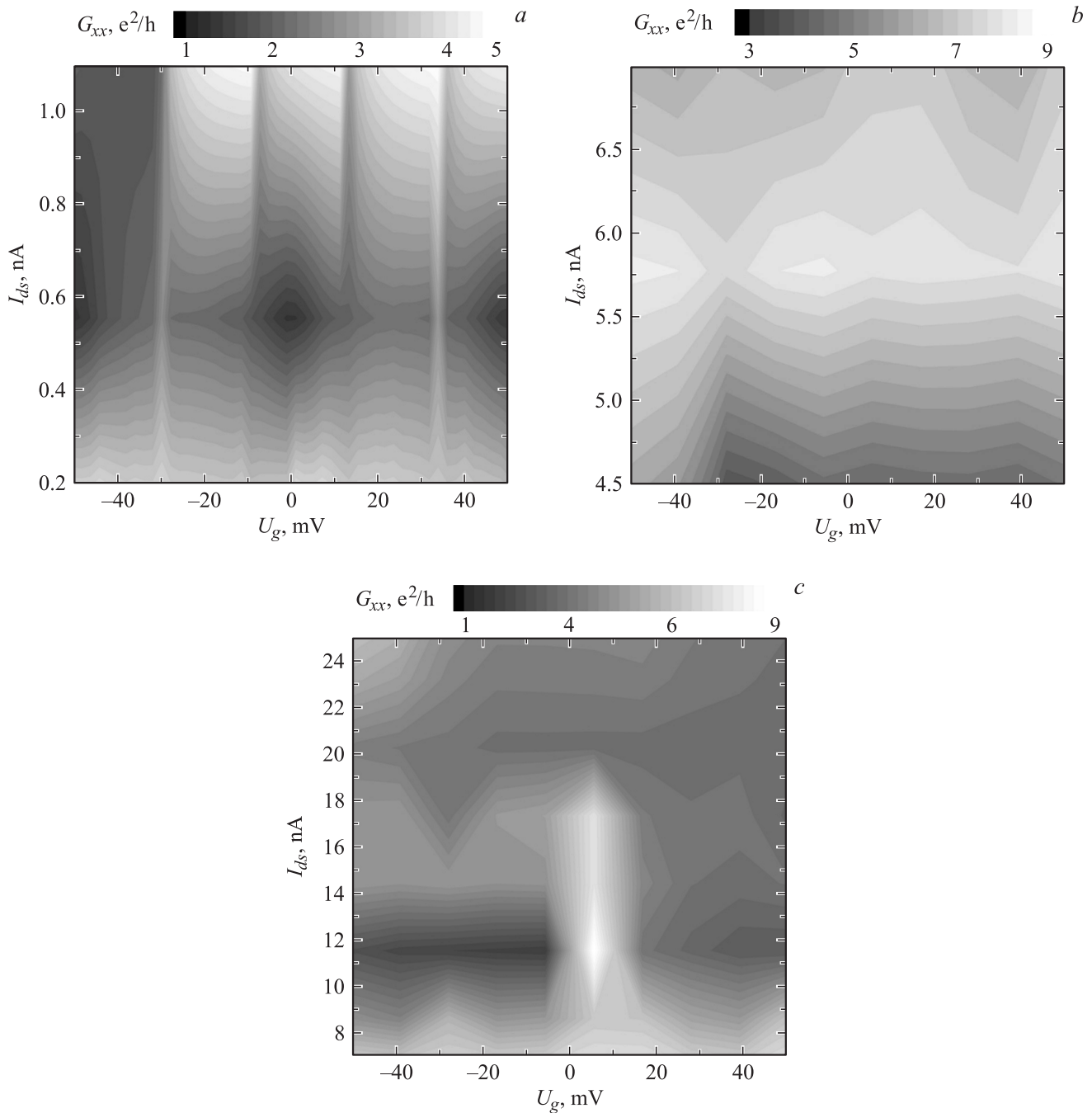
Ранее на основании исследования угловых зависимостей циклотронного резонанса, сканирующей туннельной микроскопии и электронного парамагнитного резонанса было показано, что  $\delta$ -барьеры состоят из последовательностей чередующихся нелегированных и легированных квантовых точек [32,34]. Причем последние содержат одиночные тригональные дипольные центры бора,  $B^+ + B^-$ , с отрицательной корреляционной энергией, сформированные вследствие реконструкции мелких акцепторов бора,  $2B^0 \rightarrow B^+ + B^-$  (рис. 2, *a*) [32,34]. Измерения температурных и полевых зависимостей удельного сопротивления, теплоемкости, магнитной восприимчивости, а также туннельных ВАХ показали, что  $\delta$ -барьеры, ограничивающие СККЯ, демонстрируют свойства высокотемпературной сверхпроводимости ( $T_c = 145 \text{ К}$ ,  $H_{c2} = 0.22 \text{ Тл}$ ), которая, по-видимому, возникает в результате переноса дырочных биполяронов малого радиуса через дипольные центры бора на границе раздела кремниевая квантовая яма —  $\delta$ -барьер [5]. Следует отметить, что подрешетка дипольных центров (рис. 2, *b*) определяет строение одноэлектронной зонной схемы, а именно наличие сверхпроводящей энергетической щели вблизи валентной зоны сильно легированного бором  $\delta$ -барьеров [7]. Положения уровней размерного квантования в СККЯ и значение сверхпроводящей щели  $2\Delta = 0.044 \text{ эВ}$  в  $\delta$ -барьерах были идентифицированы с помощью туннельной спектроскопии и дальнейшей инфракрасной спектроскопии [5,8].

Таким образом, планарные кремниевые наносандвичи представляют интерес для изучения спинозависимого продольного транспорта дырок внутри энергетического интервала сверхпроводящей щели, которая обеспечивает наличие спиновой поляризации в отсутствие эффектов разогрева носителей при различных сочетаниях сверхпроводящих каналов, содержащих баллистические точечные контакты.

### 3. Результаты и обсуждение

#### 3.1. Спинозависимые эффекты в кремниевых наносандвичах

В данной работе исследования спинозависимых свойств продольного транспорта дырок в квантовой яме производились посредством измерений  $U_{xx}$  и  $U_{xy}$  в холловской геометрии эксперимента при изменении напряжения вертикального затвора  $U_g$  в пределах  $\pm 2\Delta$  в отсутствие внешнего магнитного поля,  $T = 77 \text{ К}$  (рис. 1). При этом, как отмечено выше, необходимым условием для наблюдения спинозависимых явлений в кремниевых сандвич-наноструктурах является стабилизация продольного тока исток–сток, что позволяет избежать разогрева носителей в краевых каналах. Следует



**Рис. 3.** *a, b, c* — зависимость продольной проводимости  $G_{xx}$  от напряжения на вертикальном затворе при различных значениях стабилизированного продольного тока  $I_{ds}$ .  $T = 77$  К.

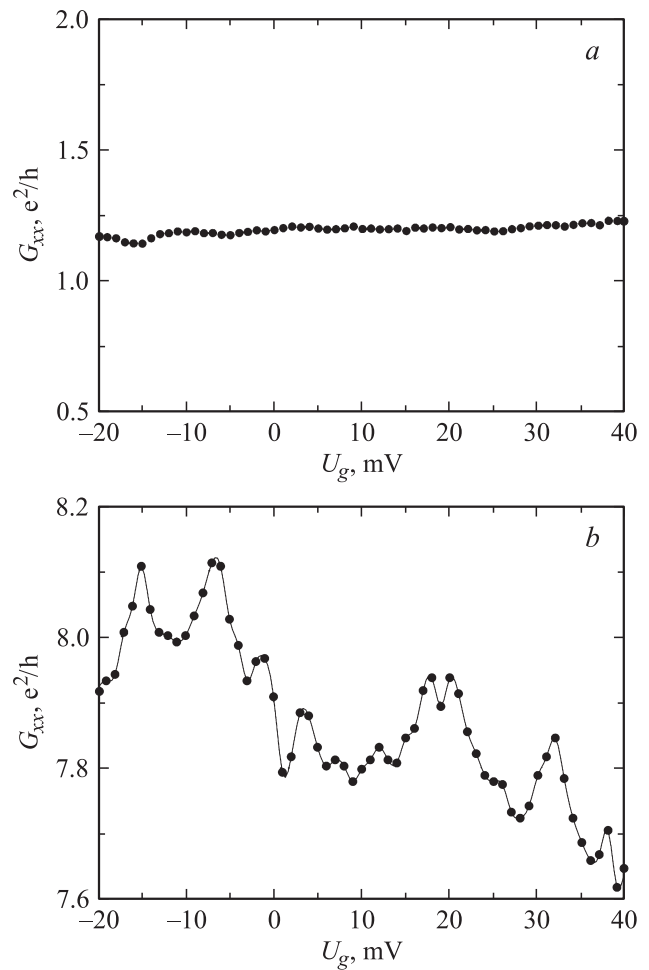
отметить, что при варьировании величиной напряжения вертикального затвора в диапазоне  $\pm 2\Delta$  плотность дырок в СККЯ практически не меняется и составляет  $p_{2D} \approx 1.1 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$  [9].

На рис. 3 представлены зависимости продольной проводимости  $G_{xx}$  от напряжения на вертикальном затворе при различных значениях стабилизированного продольного тока сток–исток  $I_{ds}$ ,  $G_{xx} = I_{ds}/U_{xx}$ . В диапазоне малых значений стабилизированного тока  $I_{ds}$  продольная проводимость ведет себя дискретно, проявляя зна-

чения, близкие к  $Z \cdot 2e^2/h$ , где  $Z \approx 2$  при  $I_{ds} = 0.25$  нА,  $Z \approx 0.7$  при  $I_{ds} = 0.5$  нА,  $Z \approx 1$  при  $I_{ds} = 1$  нА, что свидетельствует о формировании в СККЯ краевых баллистических каналов проводимости (рис. 3, *a*). Поведение кондактанса таких каналов подчиняется формуле Ландауэра  $G_i = G_0 \cdot T_i(E)$ , где  $G_0 = ge^2/h$ ,  $g$  — спиновый фактор, который изменяется при увеличении спиновой поляризации от двух до единицы;  $T_i(E)$  — функция пропускания  $i$ -го канала, зависящая от условий квантовой интерференции носителей, которые, в част-

ности, контролируются путем изменения температуры, величины тянущего электрического поля и напряжения на вертикальном затворе [25]. Следует отметить, что квантовая лестница проводимости, проявляющая отмеченные выше значения кондактанса, уже наблюдалась ранее в кремниевых СККЯ  $p$ -типа, ограниченных  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором, во многом благодаря малому значению эффективной массы двумерной тяжелой дырки [9,32]. При этом в баллистических каналах возникала спонтанная спиновая поляризация носителей вследствие доминирования обменного взаимодействия над кинетической энергией [32,35]. Однако для получения баллистических каналов в этих случаях использовался метод расщепленного затвора [9,36–38]. В данной работе дискретные значения кондактанса регистрируются в отсутствие какого-либо латерального электрического поля, ответственного за электростатическое ограничение, что позволяет рассматривать их как результат формирования краевых каналов в кремниевых наносандвичах, которые, по-видимому, проявляют свойства топологических изоляторов [22,23]. В рамках вышесказанного малая эффективная масса в кремниевых наносандвичах, возможно, является следствием образования краевых топологических состояний из-за перекрытия валентной зоны и зоны проводимости на границах СККЯ и  $\delta$ -барьеров по аналогии с гетеропереходами HgTe–CdTe [9,11].

Зарегистрированная при  $I_{ds} = 0.25$  нА величина продольной проводимости  $G_{xx} \approx 4e^2/h$  совпадает с результатом, полученным при измерении высоты ступеней квантовой лестницы проводимости в проволоках на базе кремниевых наносандвичей и системах сверхпроводник–углеродная нанотрубка–сверхпроводник [3,32]. Множитель „4“ при этом возникал вследствие учета спинового и орбитального вырождений энергетических уровней, ответственных за реализацию квантовой лестницы проводимости. Однако точно такая же величина проводимости предсказывалась для процессов андреевского отражения, каждый акт которого сопровождается передачей удвоенного заряда  $2e$  [39]. Ранее при измерении продольной и холловской проводимости кремниевых наносандвичей были зарегистрированы спектры многократного андреевского отражения, выступающего в качестве одного из наиболее вероятных механизмов спиновой поляризации носителей в краевых топологических каналах [6]. В самом деле полученная при  $I_{ds} = 0.5$  нА величина продольной проводимости  $G_{xx} \approx 0.7(2e^2/h)$ , (рис. 4, *a*) свидетельствует о высокой степени спиновой поляризации носителей в краевом канале, поскольку соответствует величине характерной особенности на первой ступеньке квантовой лестницы проводимости, полученной с помощью метода расщепленного затвора в различных полупроводниковых квантовых ямах и гетеропереходах [9,28,32,40,41]. Для идентификации „0.7-особенности“, зарегистрированной в нулевом магнитном поле, использовались измерения квантовой лестницы проводимости в условиях варьиро-



**Рис. 4.** Зависимости продольной проводимости  $G_{xx}$  от напряжения на вертикальном затворе при различных значениях стабилизированного тока  $I_{ds}$  демонстрируют: *a* — „0.7-особенность“ продольной проводимости при  $I_{ds} = 0.5$  нА и *b* — осцилляции Ааронова–Кашера при  $I_{ds} = 5$  нА, обусловленные изменением величины COB.  $T = 77$  К.

вания величиной внешнего магнитного поля [40,41] и плотности двумерных носителей [9,28,32]. Было обнаружено, что с ростом магнитного поля и(или) уменьшением плотности двумерных носителей подступенька  $0.7(2e^2/h)$  трансформируется в  $0.5(2e^2/h)$ , тем самым демонстрируя наличие высокой спиновой поляризации в баллистическом канале [9,28,32,40,41]. Таким образом, в краевых каналах кремниевых наносандвичей возникает спиновая поляризация дырок в условиях многократного андреевского отражения, которое доминирует при экстремально малых значениях стабилизированного тока исток–сток.

Благодаря спиновой поляризации дырок в краевых каналах становится возможным наблюдение спиновой интерференции, в частности, осцилляций Ааронова–Кашера (АК) в продольной проводимости кремниевых наносандвичей в зависимости от напряжения вертикального затвора (рис. 3, *b* и 4, *b*). В этом случае период

АК-осцилляций определяется фазовым сдвигом, который зависит от величины СОВ Рашбы в валентной зоне СККЯ [9,42,43]:

$$\mathbf{V}_{\text{эф}} = \frac{\alpha}{g_{\text{В}}\mu_{\text{В}}} [\mathbf{k} \times \mathbf{e}_z], \quad (1)$$

где  $\mathbf{V}_{\text{эф}}$  — эффективное поле, действующее на спин носителя в условиях СОВ Рашбы;  $\alpha$  — параметр спин-орбитального взаимодействия Рашбы, который в случае квантовой ямы  $p$ -типа проводимости определяется характеристиками валентной зоны [44,45]:

$$\beta_{hh} = a(\gamma_2 + \gamma_3)\gamma_3 \left[ \frac{1}{\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_1^{lh}} \left( \frac{1}{\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{lh}} - \frac{1}{\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{hh}} \right) + \frac{1}{(\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{lh})(\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{hh})} \right] \frac{e\hbar^4}{m_{\text{эф}}^2}. \quad (2)$$

Здесь  $l$  является характерной длиной, связывающей напряжение вертикального затвора  $U_g$  и электрическое поле:  $U_g = E_z \cdot l$ , которая определяется толщиной кристалла Si  $n$ -типа, на поверхности которого находится СККЯ, ограниченная  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором:  $l = 350$  мкм;  $\langle k_r \rangle$  — среднее значение площади волнового вектора в плоскости перпендикулярной квантовой ямы,  $\langle k_r^2 \rangle \approx \pi^2/d^2$ ;  $d$  — ширина квантовой ямы,  $d = 2$  нм;  $a \approx 0.7$ ,  $\gamma_2, \gamma_3$  — параметры Латгинджера [9].  $\varepsilon_{1,2}^{lh, hh}$  соответствуют энергиям легкой и тяжелой дырок в СККЯ; нижний индекс показывает номер подзоны, а верхний указывает на тяжелую или легкую дырку. Ранее, исходя из вида туннельных спектров и спектров электролюминесценции, удалось определить позиции этих подзон в исследованной структуре:  $\varepsilon_1^{lh} = 114$  мэВ,  $\varepsilon_2^{lh} = 476$  мэВ,  $\varepsilon_1^{hh} = 90$  мэВ,  $\varepsilon_2^{hh} = 307$  мэВ [5,8]. Если учесть эффективное обратное рассеяние дырок на точечных контактах, то формула (1) модифицируется при наличии напряжения вертикального затвора и магнитного поля, приложенного перпендикулярно плоскости СККЯ,  $G = G_0(1 - |B|^2)$  [43,46], где

$$B(\alpha, E, \Phi) = \frac{\sin^2 \left( \frac{\pi m a r}{\hbar^2} + \frac{e\Phi}{2\hbar c} \right)}{1 - \exp(2\pi i r \sqrt{(\frac{m a^2}{\hbar^2})(\frac{m a^2}{\hbar^2} + E)}) \cos^2 \left( \frac{\pi m a r}{\hbar^2} + \frac{e\Phi}{2\hbar c} \right)}. \quad (3)$$

Значение параметра  $r$  определяется геометрическими размерами области спиновой интерференции, в частности, для кольцевых структур  $r$  — радиус кольца, который может быть оценен из периода АК-осцилляций [9,44,45]:

$$\Delta U_g \approx \frac{\hbar^2 d^2 l}{3\pi^2 r m_{\text{эф}} \beta_{hh}}. \quad (4)$$

Оценка величины  $r$  на основании формул (2)–(4) с учетом экспериментальных значений  $\Delta U_g \approx 12$  мВ (рис. 3, *b* и 4, *b*) и  $m_{\text{эф}} \approx 2.6 \cdot 10^{-4} m_0$  [9] составляет  $r = 9.8$  мкм, что удовлетворяет условию фазовой когерентности,  $2\pi r < l_\phi$ , где  $l_\phi$  — длина фазовой когерентности в кремниевых наносандвичах [9,10]. Однако

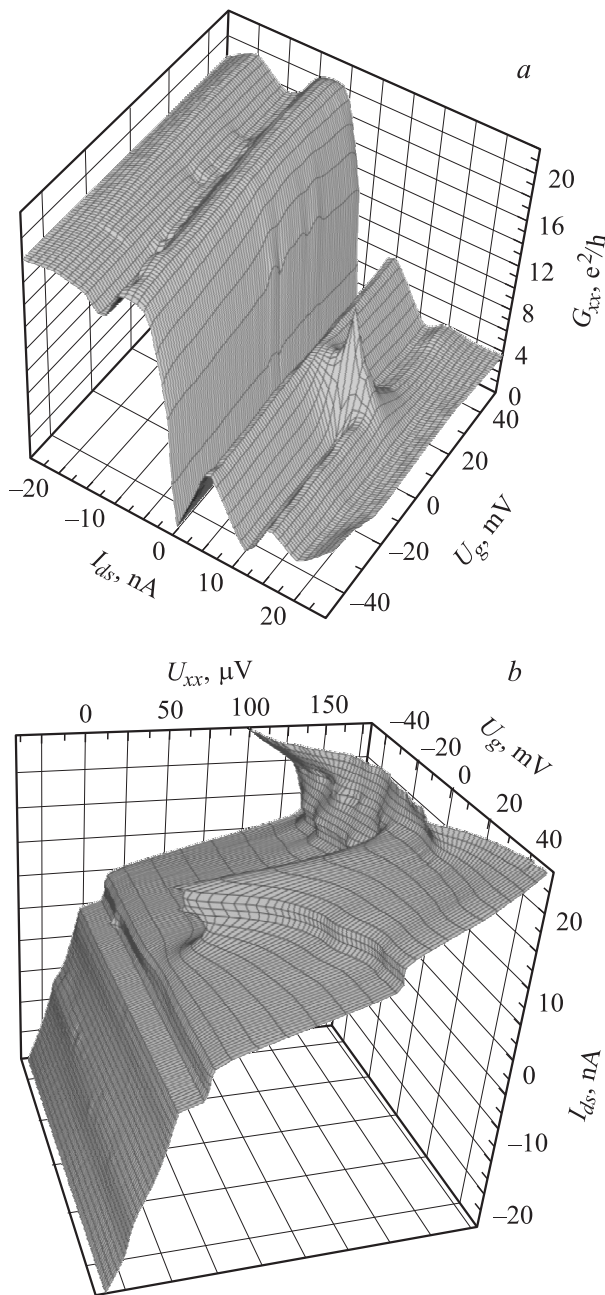
период наблюдаемых осцилляций возможно в 2 раза меньше отмеченного выше в том случае, если доминируют осцилляции Аронова–Альтшулера–Спивака [9].

Таким образом экспериментальная регистрация АК-осцилляций не только демонстрирует эффект спинового транзистора, но и идентифицирует топологическую основу краевых каналов в кремниевых наносандвичах. Следует отметить, что АК-осцилляции наблюдались при значении стабилизированного тока исток–сток, большем, чем при измерении „0.7-особенности“. Данный факт свидетельствует о наличии вблизи баллистического канала самоупорядоченной кольцевой структуры, ответственной за спиновую интерференцию. Причем именно некоторое увеличение стабилизированного тока исток–сток приводит, по-видимому, к возникновению сильной связи между баллистическим каналом и кольцевой структурой.

Помимо спиновой поляризации дырок в СККЯ, наличие сверхпроводящих  $\delta$ -барьеров приводит к появлению резкого пика в продольной проводимости в области значений тока исток–сток 7–18 нА (рис. 3, *c*), природа которого, как будет показано далее, связана с генерацией электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона. При дальнейшем увеличении стабилизированного тока исток–сток ( $I_{ds} > 20$  нА, рис. 3, *c*) происходит нивелирование интерференционных эффектов, по всей видимости, за счет разогрева носителей в СККЯ.

### 3.2. Джозефсоновские переходы в краевых каналах кремниевых наносандвичей

Продольная проводимость существенно изменяется при смене направления стабилизированного тока исток–сток. Причем зависимость  $G_{xx}(I_{ds})$  носит осциллирующий характер, демонстрируя максимальную величину  $G_{xx} \approx 8e^2/h$  и  $5e^2/h$  при положительных значениях стабилизированного тока исток–сток соответственно  $I_{ds} = 6$  нА и  $I_{ds} = 20$  нА, тогда как при отрицательных значениях тока  $I_{ds}$  проводимость значительно выше,  $G_{xx} \approx 20$  и  $19e^2/h$  при  $I_{ds} = -6$  и  $-20$  нА (рис. 5, *a*). Принимая во внимание наличие сверхпроводящих свойств  $\delta$ -барьеров, сильно легированных бором, для анализа осцилляций проводимости  $G_{xx}$  рассматривалась экспериментальная зависимость продольного напряжения  $U_{xx}$  от величины тока  $I_{ds}$  и напряжения вертикального затвора  $U_g$ , которая, как видно из рис. 5, *b*, демонстрирует нелинейное ступенчатое поведение, типичное для вольт-амперной характеристики (ВАХ) сверхпроводящей системы джозефсоновских контактов со слабой связью [47,48]. Следует отметить, что ступени, наблюдаемые в продольной ВАХ наносандвича, могут быть идентифицированы как ступени Фиске, которые регистрируются в лабораторном магнитном поле, вследствие резонансного взаимодействия между стоячими электромагнитными волнами, распространяющимися вдоль джозефсоновского контакта размера  $L$  со

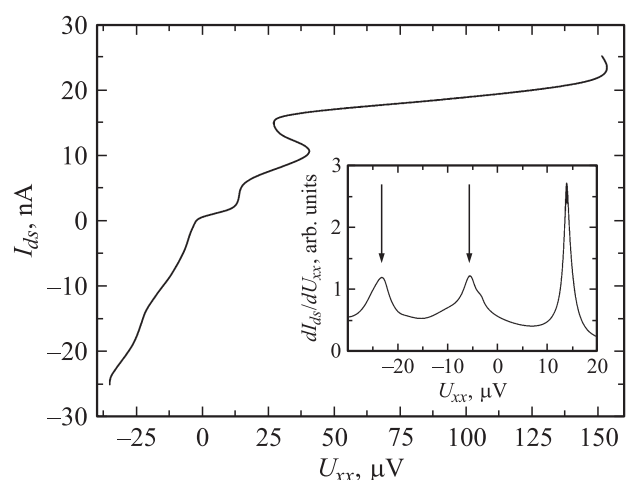


**Рис. 5.** Зависимости продольной проводимости  $G_{xx}$  (a) и продольного напряжения  $U_{xx}$  (b) от напряжения на вертикальном затворе и продольного тока  $I_{ds}$  демонстрируют типичное поведение для ВАХ сверхпроводящей системы джозефсоновских контактов. На продольных ВАХ зарегистрированы область с отрицательным дифференциальным сопротивлением, связанная с генерацией электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона, и ступени Фиске, вызванные резонансным взаимодействием между стоячими электромагнитными волнами во встроенном микрорезонаторе и переменным джозефсоновским током.  $T = 77$  К.

скоростью Свихарда,  $c_S = 1.6 \cdot 10^7$  м/с, и переменным джозефсоновским током с частотой  $\omega = 4\pi eU/h$  [49,50]. Ширина каждой ступени  $\Delta U \approx (h/2e)c_S/2L$ , тогда как

высота нелинейно зависит от величины внешнего магнитного поля [51]. На рис. 6 стрелками отмечены положения ступеней Фиске на экспериментальной зависимости  $I_{ds}(U_{xx})$  и ее производной  $dI_{ds}/dU_{xx}(U_{xx})$ . В итоге наличие ступеней в продольной ВАХ проявляется в виде осцилляций проводимости  $G_{xx}$  от величины тока исток–сток. Однако до сих пор не ясным остается несимметричное расположение пиков на  $dI_{ds}/dU_{xx}(U_{xx})$ . Тем не менее необходимо отметить тот факт, что расстояние между зарегистрированными максимумами проводимости,  $\Delta U \approx 19$  мкВ, соответствует, согласно формуле  $\nu = 2e\Delta U/h$ , частоте джозефсоновской генерации  $\nu = 9.3$  ГГц [49–53].

Максимум продольной проводимости, обнаруженный в диапазоне токов  $7 < I_{ds} < 18$  нА, наличие которого отмечалось выше (рис. 5, a и b, рис. 6), обусловлен возникновением отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС). Ранее при изучении цепочек джозефсоновских переходов было продемонстрировано, что появление ОДС на туннельных ВАХ связано с генерацией электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона, в том случае, когда частота джозефсоновской генерации удовлетворяет двум выражениям:  $\nu = c/2nL$  и  $\nu = 2eU/hN$  [48,54]. Здесь  $c$  — скорость света,  $n$  — коэффициент отражения диэлектрической прослойки ( $n = 3.4$  для кремния),  $N$  — количество джозефсоновских переходов в цепочке,  $L$  — длина встроенного резонатора, необходимого для наблюдения эффекта ОДС. В кремниевых наносандвичах роль встроенного микрорезонатора, по-видимому, выполняет холловская планарная структура, продольный размер которой  $L = 4.7$  мм. Приведенные выше выражения позволяют оценить частоту генерации электромагнитного

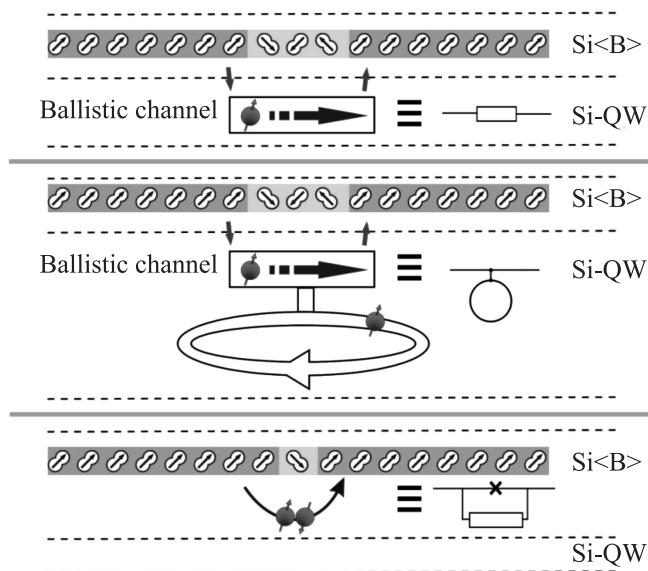


**Рис. 6.** Продольная ВАХ кремниевой сандвич-наноструктуры, измеренная при  $U_g = 5$  мВ, демонстрирует участок отрицательного дифференциального сопротивления, вызванного наличием джозефсоновской генерации, и ступени Фиске. На вставке — полученная путем численного дифференцирования зависимость  $dI_{ds}/dU_{xx}(U_{xx})$  с пиками, соответствующими ступеням Фиске.  $T = 77$  К.

излучения и количество джозефсоновских переходов как  $\nu = 9.3$  ГГц и  $N = 2$ , которые проявляются при малых значениях напряжения вертикального затвора.

### 3.3. Квантовые точечные контакты в сверхпроводящих краевых каналах кремниевых наносандвичей

Полученные результаты, а именно обнаруженная спиновая поляризация носителей в краевых топологических каналах, проявляющаяся как „0.7-особенность“ продольной проводимости в области малых значений стабилизированного тока исток–сток; регистрация осцилляций Ааронова–Кашера продольной проводимости от величины и знака напряжения вертикального затвора; идентификация ступеней Фиске и области ОДС на продольной ВАХ кремниевого наносандвича — могут быть учтены в рамках феноменологической модели топологических состояний, представляющих собой сверхпроводящие краевые каналы, содержащие квантовые точечные контакты (рис. 7). Предлагаемая модель основана на свойствах  $\delta$ -барьеров, ограничивающих СККЯ. Как отмечено выше, внутри кремниевых  $\delta$ -барьеров сформирована самоупорядоченная система одиночных тригональных дипольных центров бора с отрицательной корреляционной энергией, что приводит к высокотемпературной сверхпроводимости, которая усиливается вблизи краев наносандвичей [5,6,18,19]. Однако наличие напряжений, возникающих в наносандвиче на стадии предварительно-



**Рис. 7.** Модели топологического краевого канала в  $\delta$ -барьере, содержащего сверхпроводящие упорядоченные области и неупорядоченные области, вероятность двухчастичного туннелирования через которые может меняться в зависимости от направления и величины внешнего электрического поля, что приводит к проявлению каналом свойств: *a* — баллистического квантового точечного контакта, *b* — замкнутого интерференционного контура или *c* — джозефсоновского контакта.

го окисления поверхности кремния (100), способствует возникновению структурного беспорядка на отдельных участках ориентированных вдоль кристаллографических осей  $\{110\}$  цепочек тригональных дипольных центров бора. Наличие подобного беспорядка проявляется в характеристиках транспортных и магнитных свойств наносандвичей. Причем степень беспорядка в системе дипольных центров бора может зависеть от направления и величины приложенного тянущего напряжения и напряжения вертикального затвора [5,6,18,19]. В случае, когда длина разупорядоченного участка цепочки меньше длины свободного пробега тяжелой дырки, но достаточно велика для процесса двухчастичного туннелирования, в краевом топологическом канале реализуется квантовый точечный контакт (рис. 7, *a*). В условиях слабого тянущего поля исток–сток в краевом канале возникает спиновая поляризация носителей за счет процессов многократного андреевского отражения [18,19]. Наличие спиновой поляризации тяжелых дырок, идентифицированной при регистрации „0.7-особенности“, по-видимому, указывает на формирование такого квантового точечного контакта внутри сверхпроводящего краевого канала. Кроме того, вблизи квантовых точечных контактов возможно образование интерферирующих замкнутых мезоскопических траекторий, благодаря чему наблюдаются осцилляции продольной проводимости типа Ааронова–Кашера и Аронова–Альтшулера–Спивака (рис. 7, *b*). Увеличение тянущего поля приводит, в рамках предлагаемой модели, к электростатическому упорядочению дипольных центров бора, в результате чего уменьшается длина квантового точечного контакта и соответственно возрастает вероятность двухчастичного туннелирования. Таким образом, квантовый точечный контакт может трансформироваться в одиночный джозефсоновский переход внутри сверхпроводящего краевого канала (рис. 7, *c*). Причем, если стабилизированный ток исток–сток превышает критическое значение, на продольной ВАХ наносандвича наблюдается участок ОДС, что свидетельствует о генерации электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона. Изменение напряжения вертикального затвора в пределах сверхпроводящей щели подавляет ОДС из-за ухудшения условий резонансного туннелирования пар дырок через уровни размерного квантования в валентной зоне СККЯ (рис. 5, *b*) [8]. Таким образом, генерация электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона в плоскости СККЯ весьма чувствительна к изменению напряжения вертикального затвора, управляющего позициями уровней размерного квантования двумерных дырок и величиной СОВ.

Существенное увеличение продольной проводимости и асимметричное поведение ВАХ при смене направления стабилизированного тока исток–сток в кремниевом наносандвиче можно также объяснить в рамках известной модели топологического изолятора (рис. 8, *a*) [22], используя ее для описания вертикального расположения парных одномерных каналов, в которых носители имеют



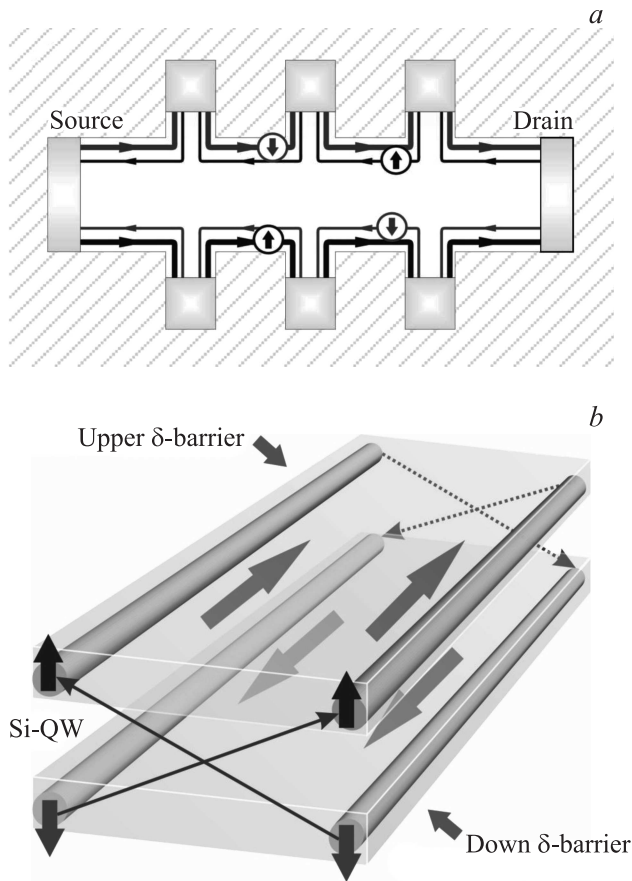


Рис. 8. Модель топологических краевых каналов в случаях: *a* — 2D структур в холловской геометрии и *b* — наносандвича.

противоположную ориентацию спинов (рис. 8, *b*). При этом краевые каналы, соответствующие положительно- и отрицательному направлениям стабилизированного тока исток–сток, оказываются пространственно разделены, будучи расположенными в верхнем и нижнем  $\delta$ -барьерах. Таким образом, регистрация различных значений продольной проводимости при смене знака тока исток–сток вытекает из асимметрии наносандвича вследствие упорядочения дипольных центров бора в условиях наличия *p*–*n*-перехода (рис. 1).

### 3.4. Квантовый спиновый эффект Холла

В рамках исследований спинозависимого транспорта дырок в СККЯ, помимо измерений  $U_{xx}$ , регистрировалась холловская разность потенциалов  $U_{xy}$  в зависимости от напряжения вертикального затвора при различных значениях продольного стабилизированного тока исток–сток  $I_{ds}$ . Как видно из рис. 9, наблюдается широкий пик холловской разности потенциалов при  $U_g \approx 10$  мВ, затухающий с увеличением величины тока исток–сток. Необходимо отметить, что измеренные величины  $U_{xy}$  были на 2–3 порядка меньше, чем значения продольного падения напряжения  $U_{xx}$ . Причем  $U_{xy}$

существенно уменьшается с ростом тока исток–сток при всех значениях  $U_g$ .

Полученные результаты могут быть качественно объяснены в рамках модели краевых топологических каналов, описанной выше (рис. 8, *b*). Наиболее простой версией такой транспортной системы является мостовая схема. В случае, когда функции пропускания краевых каналов в области контактов исток–сток идентичны, должно наблюдаться нулевое значение холловского падения напряжения. Однако даже при незначительном дисбалансе между ними возникает разность потенциалов  $U_{xy}$ . Существенное уменьшение  $U_{xy}$  с ростом стабилизированного тока с этой точки зрения свидетельствует о деполаризации носителей и разрушении квантовой спиновой интерференции, по всей видимости, вследствие процессов разогрева (рис. 9, *b*).

В случае малых значений тянущего тока исток–сток полученный результат может быть интерпретирован как квантовый спиновый эффект Холла, который в эксперименте проявляется как ненулевая холловская разность потенциалов, зависящая от напряжения вертикального затвора [11,55]. Величина эффекта во многом определяется степенью спиновой поляризации носителей в краевых каналах, которые в рамках спинового эффекта Холла расположены, как показано на рис. 8, *a*, на противоположных краях структуры топологического изолятора для носителей с проекциями спина  $+1/2$  и  $-1/2$  [11,55,56]. Напряжение вертикального затвора в данном случае управляет спинозависимым транспортом, по всей видимости, за счет изменения величины спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы и про-

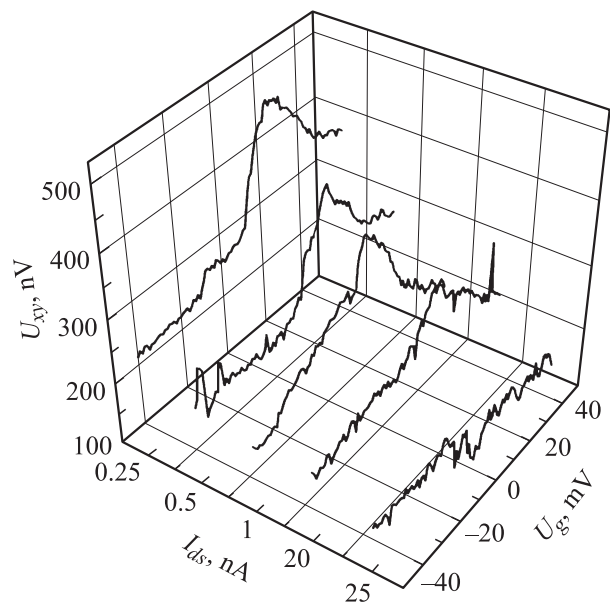
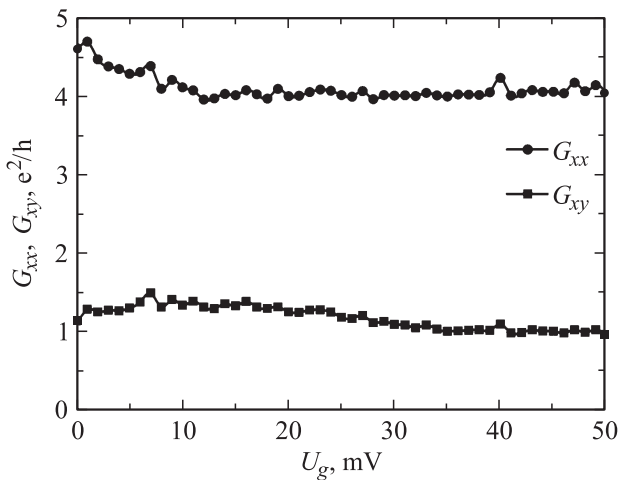


Рис. 9. Зависимость холловской разности потенциалов  $U_{xy}$  от напряжения вертикального затвора  $U_g$  при различных значениях стабилизированного тока исток–сток демонстрирует квантовый спиновый эффект Холла. При этом  $U_{xy}$  существенно уменьшается с ростом тока исток–сток.  $T = 77$  К.



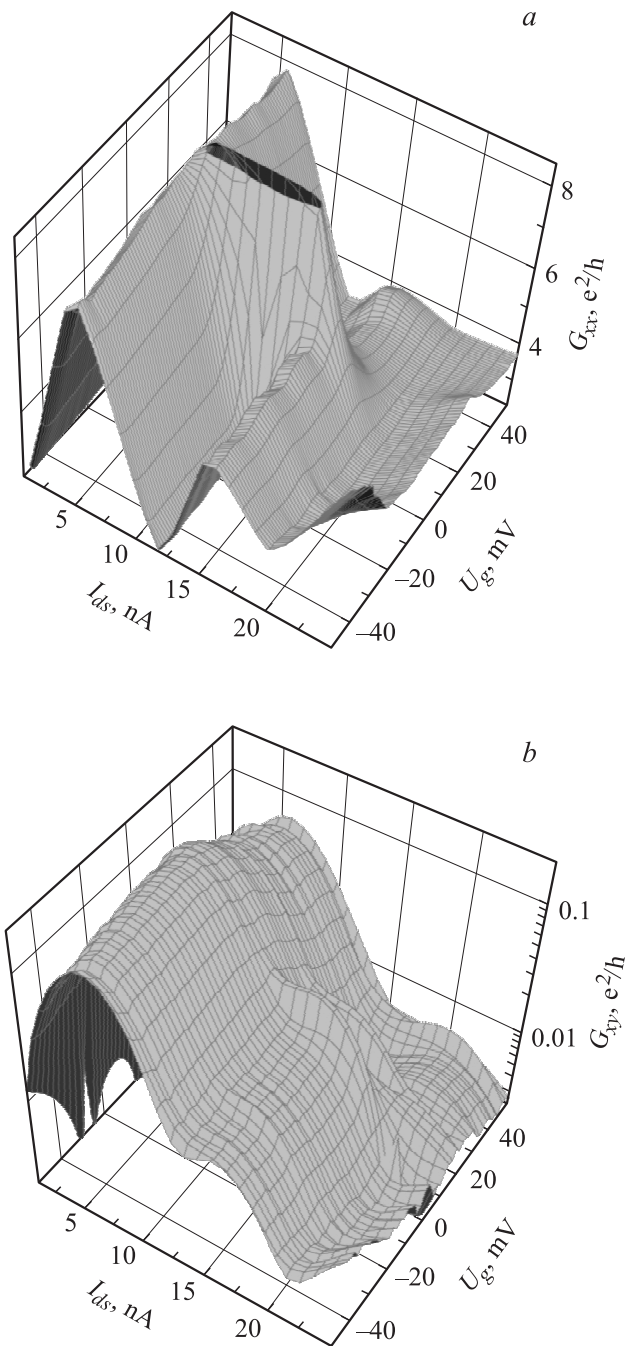
**Рис. 10.** Зависимость  $G_{xy}$  и  $G_{xx}$  от напряжения вертикального затвора  $U_g$  при значении стабилизированного тока исток–сток  $I_{ds} = 0.25$  нА. При этом  $G_{xx}$  демонстрирует значения  $4e^2/h$ , что соответствует теоретически предсказанной величине вклада в проводимость процессов многократного андреевского отражения, выступающего, по всей видимости, в качестве основного механизма спиновой поляризации носителей в краевых каналах, в то время как величина  $G_{xy}$  в этом случае составляет  $e^2/h$ , что может быть интерпретировано как квантовый спиновый эффект Холла.  $T = 77$  К.

цессов многократного андреевского отражения в СККЯ, определяющих степень спиновой поляризации носителей в баллистическом участке краевого канала [5–9,18]. Последнее представляется более вероятным, поскольку напряжение вертикального затвора изменялось в пределах сверхпроводящей щели. Поэтому зарегистрированный широкий пик в зависимости  $U_{xy}(U_g)$  при  $U_g \approx 10$  мВ может быть обусловлен необходимостью наличия некоторого прямого смещения напряжения вертикального затвора для усиления процессов многократного андреевского отражения. Тем не менее данный вопрос требует более детального исследования, в частности, идентификации относительного вклада различных пиков многократного андреевского отражения в величину степени поляризации дырок в СККЯ.

Таким образом, можно сделать вывод о высокой чувствительности системы краевых каналов к внешним электрическим полям и необходимости стабилизации тянущего поля исток–сток на минимально низком уровне. На рис. 10 представлены зависимости  $G_{xy}$  и  $G_{xx}$  от напряжения вертикального затвора при значении стабилизированного тока  $I_{ds} = 0.25$  нА, полученные посредством стандартной методики обработки холловских измерений в режиме стабилизации тока [57]. Продольная проводимость при этом демонстрирует значения  $4e^2/h$ , что соответствует теоретически предсказанной величине вклада в проводимость процессов многократного андреевского отражения, в то время как величина  $G_{xy}$  в этом случае составляет  $e^2/h$ . Последнее может быть интерпретировано как квантовый спиновый эффект Хол-

ла, зарегистрированный в кремниевых наносандвичах при высоких температурах вследствие наличия краевых топологических каналов.

В пользу предложенной модели свидетельствует также тот факт, что имеется явное соответствие между зависимостями продольной и холловской проводимости, особенно заметное в диапазоне токов 7–25 нА (рис. 11).



**Рис. 11.** Зависимости продольной  $G_{xx}$  (a) и холловской  $G_{xy}$  (b) проводимости от напряжения вертикального затвора  $U_g$  при различных значениях стабилизированного тока исток–сток  $I_{ds}$  демонстрируют схожее поведение, что свидетельствует о реализации краевых каналов в кремниевых наносандвичах.  $T = 77$  К.

Следует отметить, что наблюдаемые осцилляции  $G_{xy}$  при изменении  $I_{ds}$ , по-видимому, являются следствием возникновения ступенек Фиске на продольной джозефсоновской ВАХ (рис. 5, *b*). С ростом величины стабилизированного тока исток–сток ( $I_{ds} > 20$  нА, рис. 11), как и в случае измерений продольной проводимости,  $G_{xy}$  нивелируется за счет разогрева носителей в квантовой яме.

Таким образом, исследование транспортных свойств поляризованных дырок в кремниевых наносандвичах представляет фундаментальный интерес для изучения спиновой интерференции, проявляющейся в регистрации квантового спинового эффекта Холла и осцилляций продольной проводимости Ааронова–Кашера. Наличие джозефсоновских контактов в топологических краевых каналах приводит к генерации электромагнитного излучения, что с учетом высокой степени спиновой поляризации носителей позволило, в частности, наблюдать электрически детектируемый парамагнитный резонанс в кремниевых наносандвичах [58].

#### 4. Заключение

Исследованы характеристики спинозависимого транспорта дырок в кремниевых наносандвичах на поверхности Si (100) *n*-типа, которые представляют собой сверхузкие кремниевые квантовые ямы *p*-типа, ограниченные  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором.

Измерения продольной и холловской разности потенциалов в зависимости от напряжения на вертикальном затворе в отсутствие внешнего магнитного поля показали, что в кремниевых наносандвичах формируется система краевых каналов, о чем свидетельствует обнаруженное дискретное изменение продольной проводимости,  $Z \cdot 2e^2/h$ , при увеличении стабилизированного продольного тока исток–сток, где  $Z$  принимает значения 2 и 0.7.

При низких значениях стабилизированного тока исток–сток,  $I_{ds} = 0.25$  нА, величина продольной проводимости,  $G_{xx} \approx 4e^2/h$ ,  $Z = 2$ , отражает вклад процессов многократного андреевского отражения в транспортные характеристики краевых каналов.

При увеличении стабилизированного тока исток–сток,  $I_{ds} = 0.5$  нА, обнаружена „0.7-особенность“ при регистрации продольной проводимости,  $G_{xx} \approx 0.7(2e^2/h)$ ,  $Z = 0.7$ , не зависящая от напряжения вертикального затвора, что свидетельствует о спиновой поляризации дырок в краевых каналах кремниевых наносандвичей.

При дальнейшем возрастании стабилизированного тока исток–сток,  $I_{ds} > 1$  нА, наличие спиновой поляризации дырок в краевых каналах позволило обнаружить осцилляции продольной проводимости Ааронова–Кашера, возникающие при изменении напряжения вертикального затвора, управляющего величиной спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы.

При низких значениях стабилизированного тока исток–сток, кроме продольной проводимости,  $G_{xx} =$

$= 4e^2/h$ , обнаружена холловская проводимость, величина которой,  $G_{xy} = e^2/h$ , свидетельствует о регистрации квантового спинового эффекта Холла. Таким образом, процессы многократного андреевского отражения, по всей видимости, выступают в качестве основного механизма спиновой поляризации носителей в краевых каналах.

Измерения продольных вольт-амперных характеристик в условиях стабилизации тока исток–сток показали наличие участка с отрицательным дифференциальным сопротивлением, обусловленного генерацией электромагнитного излучения вследствие нестационарного эффекта Джозефсона. Зарегистрированы ступени Фиске, вызванные резонансным взаимодействием между переменным джозефсоновским током и стоячими электромагнитными волнами в микрорезонаторе, встроенном в плоскость кремниевого наносандвича, частотные характеристики которого определяются геометрическими размерами холловской структуры.

Предложено объяснение полученных результатов в рамках модели топологических краевых состояний, представляющих собой систему из сверхпроводящих каналов, содержащих квантовые точечные контакты, способные трансформироваться в одиночные джозефсоновские переходы при увеличении величины стабилизированного тока исток–сток.

Данная работа поддержана в рамках программы фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовая физика конденсированных сред“ (проект 9.12), Федеральной целевой программы исследований и развития по приоритетным направлениям российской науки и технологического комплекса на 2007–2012 годы (проект 02.514.11.4074), программы Швейцарского национального научного фонда (SNSF) (grant IZ73Z0-127945/1), 7-й Европейской рамочной программы (Marie Curie Actions PIRSES-GA-2009-246784 project SPINMET).

#### Список литературы

- [1] T.M. Klapwijk, J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism, **17**, 593 (2004).
- [2] C.W.J. Beenakker, H. van Houten. Phys. Rev. Lett., **66**, 3056 (1991).
- [3] P. Jarillo-Herrero, J.A. van Dam, L.P. Kouwenhoven. Nature, **439**, 953 (2006).
- [4] Jie Xiang, A. Vidan, M. Tinkham, R.M. Westervelt, Ch. Lieber. Nature-Nanotechnology, **1**, 208 (2006).
- [5] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов. ФТП, **43** (11), 1481 (2009).
- [6] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, Г.А. Оганесян, Д.С. Полоскин. ФТП, **43** (11), 1496 (2009).
- [7] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, G.A. Oganessian, D.S. Poloskin, V.V. Romanov. Physica C, **486**, 840 (2008).

- [8] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. In: *Superconductivity — Theory and Applications*, ed. by A. Luiz (Croatia, SCIYO, 2010) chap. 4, p. 69.
- [9] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. *J. Phys.: Condens. Matter*, **20**, 164 202 (2008).
- [10] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, I.A. Shelykh. *J. Phys.: Condens. Matter*, **18**, L1 (2006).
- [11] B. Andrei Bernevig, Taylor L. Hughes, Shou-Cheng Zhang. *Science*, **314**, 1757 (2006).
- [12] K.S. Novoselov, Z. Jiang, Y. Zhang, S.V. Morozov, H.L. Stormer, V. Zeitler, J.C. Maan, G.S. Boebinger, P. Kim, A.K. Geim. *Science*, **315**, 1379 (2007).
- [13] C.L. Kane, E.J. Mele. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 226 801 (2005).
- [14] C.L. Kane, E.J. Mele. *Phys. Rev. Lett.*, **95**, 146 802 (2005).
- [15] L. Fu, C.L. Kane, E.J. Mele. *Phys. Rev. Lett.*, **98**, 1066 803 (2007).
- [16] J.E. Moore, L. Balents. *Phys. Rev. B*, **75**, 121 306 (2007).
- [17] R. Roy. *Phys. Rev. B*, **79**, 195 322 (2009).
- [18] Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин. *ФТП*, **44**(10), 1372 (2010).
- [19] N.T. Bagraev, O.N. Guimbitskaya, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov, A.I. Ryskin, I.A. Shelykh, A.S. Shcheulin. *Physica C*, **470**, 893 (2010).
- [20] B.I. Halperin. *Phys. Rev. B*, **25**, 2185 (1982).
- [21] R.B. Laughlin. *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 863 (1999).
- [22] M. Buttiker. *Science*, **325**, 278 (2009).
- [23] M.Z. Hasan, C.L. Kane. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 3045 (2010).
- [24] S. Datta, B. Das. *Appl. Phys. Lett.*, **56**, 665 (1990).
- [25] M. Buttiker. *Phys. Rev. B*, **38**, 9375 (1988).
- [26] S. Datta. *Electronic transport in mesoscopic systems* (Cambridge, Univeristy Press, 1995).
- [27] A. Ghosh, C.J.B. Ford, M. Pepper, H.E. Beere, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. Lett.*, **92**, 116 601 (2004).
- [28] N.T. Bagraev, V.K. Ivanov, L.E. Klyachkin, I.A. Shelykh. *Phys. Rev. B*, **70**, 155 315 (2004).
- [29] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A. Naeser, S.A. Rykov. *Def. Dif. Forum*, **143–147**, 1003 (1997).
- [30] N.T. Bagraev, A.D. Bouravleuv, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, S.A. Rykov. *Def. Dif. Forum*, **194–199**, 673 (2001).
- [31] W. Frank, U. Gosele, H. Mehrer, A. Seeger. *Diffusion in Crystalline Solids*, ed. by G.E. Murch, A.S. Nowick (Academic Press, N. Y., 1984).
- [32] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, В.К. Иванов, И.А. Шельх. *ФТП*, **36**, 462 (2002).
- [33] P.S. Zalm. *Rep. Progr. Phys.*, **58**, 1321 (1995).
- [34] W. Gehlhoff, N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin. *Mater. Sci. Forum*, **196**, 467 (1995).
- [35] И.А. Шельх, Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин. *ФТП*, **37**, 1438 (2003).
- [36] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G.J. Davies. *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 1198 (1986).
- [37] D.A. Wharam, T.J. Thornton, R. Newbury, M. Pepper, H. Ahmed, J.E.F. Frost, E.G. Hasko, E.C. Peacock, D.A. Ritchie, G.A.C. Jones. *J. Phys. C*, **21**, L209 (1988).
- [38] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L.P. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon. *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 848 (1988).
- [39] M.J.M. de Jong, C.W.J. Beenakker. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 1657 (1995).
- [40] K.J. Thomas, J.T. Nicholls, M.Y. Simmons, M. Pepper, D.R. Mace, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 135 (1996).
- [41] A.C. Graham, D.L. Sawkey, M. Pepper, M.Y. Simmons, D.A. Ritchie. *Phys. Rev. B*, **75**, 035 331 (2007).
- [42] D.D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computations* (Springer-Verlag, Berlin, 2002).
- [43] I.A. Shelykh, N.T. Bagraev, N.G. Galkin, L.E. Klyachkin. *Phys. Rev. B*, **71**, 113 311 (2005).
- [44] R. Winkler. *Phys. Rev. B*, **62**, 4245 (2000).
- [45] R. Winkler, H. Noh, E. Tutuc, M. Shayegan. *Phys. Rev. B*, **65**, 155 303 (2002).
- [46] I.A. Shelykh, N.G. Galkin, N.T. Bagraev. *Phys. Rev. B*, **72**, 235 316 (2005).
- [47] Дж. Кларк. *УФН*, **104**(1), 95 (1971).
- [48] K. Kadowaki, H. Yamaguchi, K. Kawamata, T. Yamamoto, H. Minami, I. Kakeya, U. Welp, L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter, K.E. Gray, W.-K. Kwok. *Physica C*, **486**, 634 (2008).
- [49] M.D. Fiske. *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 221 (1964).
- [50] И.М. Дмитриенко, И.К. Янсон, В.М. Свистунов. *ЖЭТФ*, **47**, 2091 (1964).
- [51] I.O. Kulik. *JETP Lett.*, **2**, 134 (1965).
- [52] B.D. Josephson. *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 216 (1964).
- [53] А.А. Абрикосов. *Основы теории металлов* (М., Наука, 1987).
- [54] L. Ozyuzer, A.E. Koshelev, C. Kurter, N. Gopalsami, Q. Li, M. Tachiki, K. Kadowaki, T. Yamamoto, H. Yamaguchi, T. Tachiki, K.E. Gray, W.-K. Kwok, U. Welp. *Science*, **318**, 1291 (2007).
- [55] A. Roth, C. Brune, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, J. Maciejko, Xiao-Liang Qi, Shou-Cheng Zhang. *Science*, **325**, 294 (2009).
- [56] A.D. Kent. *Nature*, **442**, 143 (2006).
- [57] Е.В. Кучис. *Гальваномагнитные эффекты и методы их исследования* (М., Радио и связь, 1990).
- [58] N.T. Bagraev, V.A. Mashkov, E.Yu. Danilovsky, W. Gehlhoff, D.S. Gets, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, R.V. Kuzmin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov. *Appl. Mag. Res.*, **39**, 113 (2010).

Редактор Л.В. Беляков

## Spin interference of holes in the silicon nanosandwiches

*N.T. Bagraev, E.Yu. Danilovskii, L.E. Klyachkin,  
A.M. Malyarenko, V.A. Mashkov\**

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Science,  
194021 St. Petersburg, Russia

\* St. Petersburg State Polytechnical University,  
195251 St. Petersburg, Russia

**Abstract** We present the findings of spin-dependent transport of holes in the silicon nanosandwiches prepared on the  $n$ -type Si (100) surface as the  $p$ -type silicon quantum wells, 2 nm, confined by the  $\delta$ -barriers heavily doped with boron. The measurements of longitudinal and Hall voltage by varying the top gate bias voltage reveal the edge channels in the plane of the silicon nanosandwiches in the absence of the external magnetic field. The longitudinal conductance as a function of the stabilized source–drain current in the range of 0.25–5 nA exhibits subsequently both the value of  $4e^2/h$  that results from the multiple Andreev reflection and the  $0.7 \cdot (2e^2/h)$  feature that is attributable to the quantum conductance staircase as well as the Aharonov–Casher conductance oscillations, which verify the spin polarization of holes in the edge channels. Moreover, the quantum spin Hall effect is observed by measuring the non-zero Hall voltage that appears to be controlled efficiently by varying the top gate bias under the high level stabilization of the low source–drain current. The negative differential resistance caused by the AC Josephson effect and the Fiske steps are seen in the longitudinal Josephson CV characteristics of the silicon nanosandwiches. These results are interpreted here in terms of the topological edge states that represent the superconducting channels with the quantum point contacts, which can be transformed in the single Josephson junctions by enhancing the stabilized source–drain current.