

# Квантование сверхтока и андреевское отражение в кремниевых наноструктурах

© Н.Т. Баграев<sup>1</sup>, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, Г.А. Оганесян, Д.С. Полоскин

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

(Получена 30 апреля 2009 г. Принята к печати 4 мая 2009 г.)

Туннельная спектроскопия используется для изучения транспорта дырок в сэндвич-наноструктуре типа сверхпроводник–сверхузкая самоупорядоченная кремниевая квантовая яма (СККЯ)  $p$ -типа — сверхпроводник на поверхности Si (100)  $n$ -типа, в которой ширина квантовой ямы меньше длины когерентности и фермиевской длины волны. Туннельные ВАХ высокого разрешения демонстрируют квантование сверхтока, характеристики которого определяются позициями уровней размерного квантования дырок в СККЯ. Причем корреляция в туннелировании одиночных дырок и куперовских пар проявляется в идентичности осцилляций ВАХ сверхтока при  $T < T_c$  и осцилляций ВАХ проводимости при  $T > T_c$ . Кроме эффекта Джозефсона, прямая и обратная ВАХ впервые идентифицируют процессы многократного андреевского отражения двумерных дырок в СККЯ, которые отвечают за микроскопический механизм, ответственный за сверхпроводящий эффект близости. Исследование проводимости двумерных дырок в плоскости СККЯ свидетельствует о наличии когерентного туннелирования в условиях спинозависимого многократного андреевского отражения между ограничивающими ее сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами.

PACS: 81.05.Cy, 81.07.-b, 74.78.-w, 74.45.+c

## 1. Введение

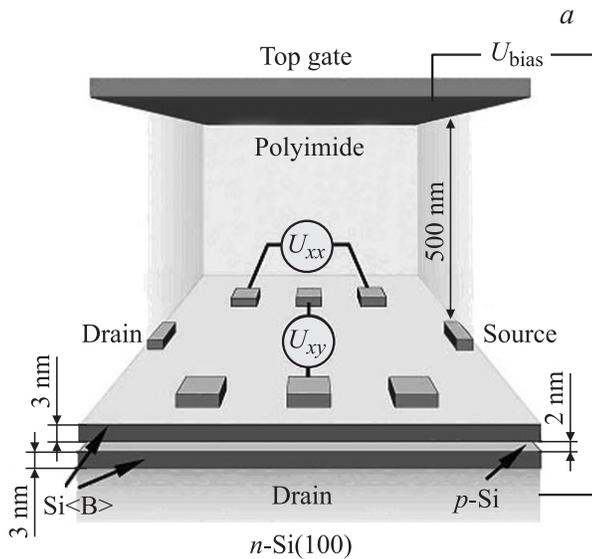
В последнее время большое внимание уделяется получению и исследованию джозефсоновских переходов на основе сэндвич-наноструктур, которые состоят из наноразмерных сверхпроводников с тонкими прослойками нормальных металлов, а в последнее время — полупроводниковых квантовых ям, проволок и точек [1–4].

Характеристики сэндвич-наноструктур определяются сверхпроводящим эффектом близости [2] и проявляются наиболее ярко, когда длина когерентности сравнима с фермиевской длиной волны, и обе они больше размера полупроводниковой наноструктуры, ограниченной двумя сверхпроводниками [3,4]. Причем эффект близости настолько хорошо известен в сверхпроводимости, что стал частью стандартной терминологии. Основной вывод ранних работ по данному вопросу [1,5–7] основывается на заключении, что если напылить нормальный металл на поверхность сверхпроводника, и контакт между ними будет хорошего качества, то пара Купера может свободно проникнуть из сверхпроводника в нормальный металл. В некоторых случаях требовался более детальный анализ, особенно это касалось исследований двойных слоев типа нормальный металл–сверхпроводник [2,5,7], которые появились у исследователей благодаря стандартной ниобиевой технологии. Однако только благодаря современным исследованиям транспорта в мезоскопических системах стало ясно, что эффект близости взаимосвязан с андреевским отражением [3,4]. Поэтому необходимо рассматривать результаты исследований эффекта близости с точки зрения перспектив их возможного анализа в рамках андреевского отражения. Так, например, транспортные измерения сэндвич-наноструктур типа сверхпроводник–квантовая проволока–сверхпровод-

ник позволили обнаружить последовательность ( $n = 25$ ) пиков андреевского отражения [4], что свидетельствует о высоком качестве квантовой проволоки, которое обеспечивает когерентность переноса носителей тока. Один только этот факт показывает, что способность контролировать сверхпроводящие упорядоченные состояния в гибридных системах полупроводник–сверхпроводник открывает новые возможности для исследований сверхпроводимости и когерентного транспорта в низкоразмерных системах.

Наиболее важными в данном направлении представляются исследования сэндвич-наноструктур на основе высокотемпературных сверхпроводников, а также кремниевых наноструктур, которые могут быть реализованы в рамках планарной кремниевой технологии. Причем контролируемое получение кремниевых квантовых ям с размерами меньше, чем фермиевская длина волны носителей заряда, открывает новые возможности для фундаментальных исследований квантовых явлений [8–10].

Поэтому настоящая работа была сконцентрирована на экспериментальных исследованиях характеристик сэндвич-наноструктур типа сверхпроводник–сверхузкая самоупорядоченная кремниевая квантовая яма (СККЯ)–сверхпроводник. В роли двумерного сверхпроводника, ограничивающего СККЯ, выступает  $\delta$ -барьер, сильно легированный бором. Причем исследуемые сэндвич-наноструктуры снабжены верхним затвором (рис. 1) для изучения влияния спин-орбитального взаимодействия Рашбы [10,11] в валентной зоне на характеристики когерентного транспорта вдоль плоскости СККЯ. Следует отметить, что использование верхнего затвора позволяет не только варьировать плотность двумерных дырок и величину спин-орбитального взаимодействия, но и индуцировать сверхток через сэндвич-наноструктуру,



**Рис. 1.** Экспериментальная сэндвич-наноструктура, выполненная в рамках холловской геометрии для изучения прямого и когерентного туннелирования двумерных дырок в кремниевой квантовой яме  $p$ -типа проводимости, ограниченной сверхпроводящими ( $T_c = 145$  К [27,28])  $\delta$ -барьерами на поверхности Si(100)  $n$ -типа.

в которой вместо нормального металла используется полупроводниковая квантовая яма, квантовая проволока или углеродная нанотрубка [3,4]. Более того, наличие подзон размерного квантования приводит к ступенчатому возрастанию сверхтока в зависимости от напряжения, приложенного к верхнему затвору [2–4].

Основное внимание в ходе проведения экспериментов уделялось изучению взаимосвязанности квантования проводимости и сверхтока соответственно при температурах выше и ниже критической температуры перехода в сверхпроводящее состояние. В рамках данной задачи проводилось исследование прямого туннелирования одиночных дырок и куперовских пар через сэндвич-наноструктуру: сверхпроводящий  $\delta$ -барьер–СККЯ  $p$ -типа проводимости–сверхпроводящий  $\delta$ -барьер, полученную на поверхности кремния (100)  $n$ -типа. При этом были обнаружены квантование сверхтока и многократное андреевское отражение, характеристики которого определяются позициями уровней размерного квантования дырок в СККЯ, ограниченной сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами. Корреляция в туннелировании одиночных дырок и куперовских пар проявилась в идентичности осцилляций ВАХ сверхтока при  $T < T_c$  и осцилляций ВАХ проводимости при  $T > T_c$ . Кроме того, изучение проводимости двумерных дырок в плоскости СККЯ в зависимости от напряжения вертикального затвора позволило обнаружить характеристики когерентного туннелирования двумерных дырок между ограничивающими ее сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами, которые определяют ВАХ спинового транзистора и спинового эффекта Холла.

## 2. Сверхпроводящий эффект близости в сэндвич-наноструктуре типа сверхпроводник – полупроводниковая наноструктура – сверхпроводник

Когда два сверхпроводника слабо связаны, например, в структуре сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник, сверхток может протекать вследствие эффекта Джозефсона, который возникает из-за фиксированного различия фаз волновых функций электронов в двух сверхпроводниках поперек прослойки нормального металла [7,12]. Эта приборная структура известна как джозефсоновский переход, причем максимальная величина сверхтока, протекающего через переход, определяется как джозефсоновский критический ток  $I_c$ . В наиболее чистых обычных металлических переходах произведение сверхтока и сопротивления в нормальном состоянии,  $R_n$ , является постоянной величиной, которая пропорциональна величине сверхпроводящей щели БКШ,  $\Delta$ ;  $I_c R_n = \pi \Delta / e$  [1,2,7]. Произведение  $I_c R_n$  не зависит от геометрии образца, поскольку одни и те же зависящие от геометрии образца параметры самоликвидируются в выражениях для  $I_c$  и  $R_n$  [7,12]. Интересно, что новый мезоскопический режим возникает, когда ширина  $w$  нормального проводника сокращается, чтобы стать сравнимой с фермиевской длиной волны  $\lambda_F$  носителей заряда, и их проводимость в нормальном состоянии становится квантованной в единицах  $2e^2/h$ , не особенно обращая внимание на ограничения, накладываемые на значение длины канала, которые обусловлены формированием одномерных подзон [13–15]. Было предсказано [1,16], что универсальное произведение  $I_c R_n = \pi \Delta / e$  также играет важную роль в коротких джозефсоновских переходах с дискретными поперечными модами, где каждая из  $N$  мод формирует независимый уровень, связанный с андреевским отражением, и одинаковым образом вносит вклад в общий сверхток [1,2]. Таким образом,  $I_c = 2\pi N e \Delta / h$ , хотя такой режим и не был достигнут экспериментально [17,18]. В большинстве предыдущих исследований сэндвич-наноструктур, для того чтобы формировать туннельные переходы, были использованы обычные металлы. В этих переходах сложно достигнуть режима, при котором  $w \approx \lambda_F$ , поскольку желательно реализовать стабильный и контролируемый переход шириной несколько атомных слоев [19]. Это ограничение может быть преодолено при использовании полупроводников вследствие наличия в них низкой плотности носителей заряда и соответственно большой фермиевской длины волны. Предварительные экспериментальные исследования ниобиевых квантовых точечных контактов в двумерном электронном газе [17,18] показали наличие ступеней в  $I_c$ , хотя они были на 2 порядка по величине меньше, чем  $2\pi e \Delta / h$ , и зависими от геометрии образца благодаря его большим размерам (с длиной  $L \gg \xi_0$ , где  $\xi_0$  является характеристикой длины когерентности сверхпроводника).

Размеры в нанометровом диапазоне и варьирование плотности носителей заряда с помощью напряжения

затвора в химически синтезированных полупроводниковых нанопроволоках делают их многообещающими объектами, чтобы выполнить такие исследования. Действительно, последние достижения в нанотехнологии и физических исследованиях нанопроволок [20,21] сделали возможным изучение широкого класса транспортных явлений, связанных с эффектами размерного квантования и понижения размерности, таких как туннелирование одиночных носителей заряда [22] и когерентный баллистический транспорт при контролируемом участии одномерных подзон [23], и внесли вклад в разработку полевых транзисторов нового поколения. Более того, недавняя пионерская работа Кувенховена и его коллег продемонстрировала сверхтоки в квантовой проволоке на основе InAs  $n$ -типа проводимости и сделала возможным исследование сверхтоков, связанных с явлениями кулоновской блокады в квантовых точках [24], хотя относительно большой диаметр и малая длина свободного пробега в этих квантовых проволоках предполагают, что транспорт носителей заряда проходил в объемно-диффузионном режиме. С другой стороны, низкоразмерный газ носителей тока в эпитаксиальной гетеропроволоке, представляющей собой германий в оболочке кремния [23], имеет высокую подвижность, и к нему можно воспроизводимо делать омические контакты. Эти характеристики, вместе со способностью настраивать проводимость вплоть до первых нескольких одномерных мод в германиевом канале с размерным квантованием, делают кремний-германиевые нанопроволоки идеальными для изучения взаимосвязанности между одномерным квантованием и сверхпроводимостью. Тинкхам и его коллеги использовали алюминий как контакт к индивидуальной кремний-германиевой нанопроволоке [4], для того чтобы исследовать этот новый режим. Измерения на одиночной приборной структуре на основе сэндвич-наноструктур типа сверхпроводник–нанопроволока–сверхпроводник выявили настраиваемый критический сверхток  $I_c$  больше, чем 100 мА. При конечном тянущем напряжении приборная структура проявила резонансные многократные пики андреевского отражения в дифференциальной проводимости вплоть до 25, отмечая, что канал нанопроволоки является гладким и транспорт высококогерентным [2,25,26]. Кроме того, было обнаружено, что  $I_c$  проявляет ступени при значениях напряжения затвора, соответствующих плато проводимости в нормальном состоянии, которые обусловлены размерным квантованием вдоль радиуса проволоки.

### 3. Эксперимент

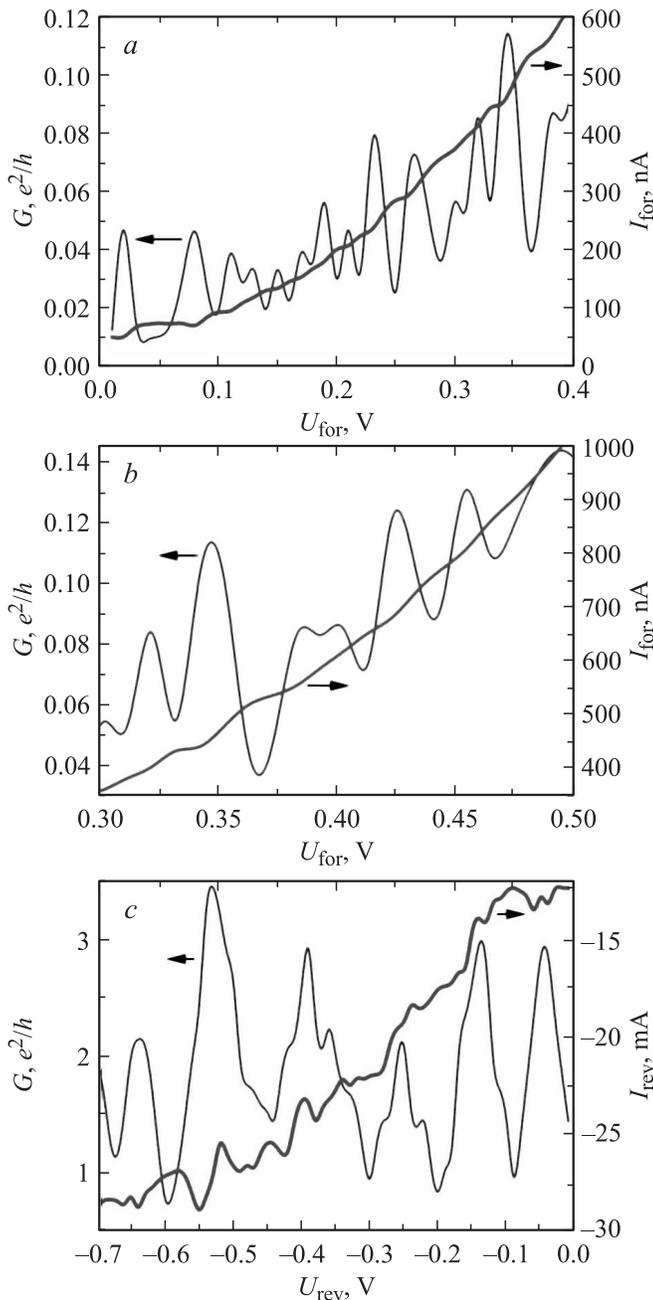
#### 3.1. Сэндвич-наноструктура сверхпроводник–СККЯ–сверхпроводник

Исследуемая в настоящей работе сэндвич-наноструктура типа сверхпроводник–СККЯ–сверхпроводник на основе сверхузкой кремниевой квантовой ямы  $p$ -типа проводимости была получена на поверхности крем-

ния (100)  $n$ -типа между  $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором (рис. 1) [10,27,28]. Предварительно, при исследовании магнитных, электрических и оптических свойств было показано, что  $\delta$ -барьеры являются высокотемпературными сверхпроводниками [27,28]. Причем позиции уровней размерного квантования двумерных дырок были также предварительно определены по результатам оптических измерений [10,28]. В данной работе будет показано, что наличие  $p^+ - n$ -перехода, встроенного в сэндвич-наноструктуру, позволяет исследовать туннельные эффекты, в том числе андреевское отражение, в условиях как прямого, так и обратного напряжения смещения, приложенного к вертикальному затвору. Кроме того, будет продемонстрировано, что полученная сэндвич-наноструктура открывает возможности изучения процессов когерентного туннелирования при регистрации изменений продольной и поперечной ЭДС в рамках холловской геометрии эксперимента (рис. 1). В этом случае измерения проводятся в режиме стабилизации тока в плоскости СККЯ, а напряжение, приложенное к вертикальному затвору, может способствовать изменению плотности двумерных дырок, варьированию величины спин-орбитального взаимодействия Рашбы (СОВР) в плоскости СККЯ и стимулировать сверхпроводящий эффект близости вследствие туннелирования между сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами.

#### 3.2. Характеристики нормального состояния

На рис. 2, *a* и *b* показана дифференциальная проводимость  $dI/dV$  в зависимости от прямого напряжения, приложенного к  $p^+ - n$ -переходу посредством верхнего затвора (рис. 1). Измерения выполнены при 300 К, так что  $\delta$ -барьеры, сильно легированные бором, не были сверхпроводящими. Зависимости дифференциальной проводимости были получены на основании регистрации кулоновской лестницы тока (рис. 2, *a* и *b*), которая обычно проявляется при туннелировании одиночных носителей тока через квантовые точки и описывается с учетом позиций уровней размерного квантования и характеристик барьеров [29,30]. Причем максимальная амплитуда токовых ступенек проявляется при значениях энергии, соответствующих уровням размерного квантования в СККЯ [10]. Однако, кроме уровней размерного квантования, определенных из спектров электролюминесценции в [10], наблюдается спектр туннельных переходов с максимумами, отстоящими друг от друга на  $\Delta E \approx 0.05$  эВ, которые не видны в оптических измерениях. Эта модуляция кулоновской лестницы тока, по видимому, обусловлена эффектами продольного квантования [8,9] и (или) кулоновского взаимодействия [9,31], которые сопровождают понижение размерности газа дырок вследствие флуктуаций потенциала вдоль СККЯ из-за наличия упорядоченных цепочек дипольных центров бора внутри  $\delta$ -барьеров [8,10,28]. Оценки, проведенные в обоих случаях, принимая во внимание значение малой эффективной массы двумерных дырок в СККЯ,



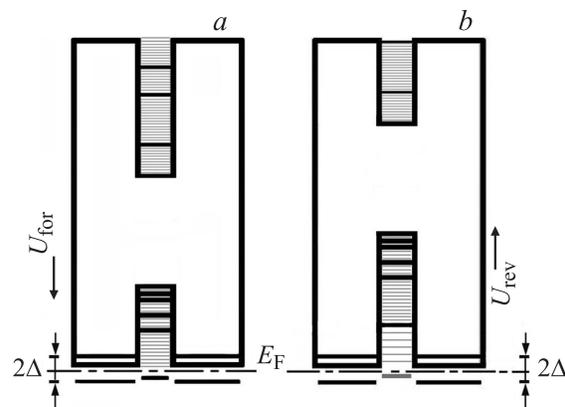
**Рис. 2.** ВАХ туннельного тока и проводимости дырок в сэндвич-наноструктуре типа сверхпроводник–СККЯ–сверхпроводник в условиях прямого (*a* и *b*) и обратного (*c*) напряжения, приложенного при  $T > T_c$  к вертикальному затвору в СККЯ *p*-типа, ограниченной сверхпроводящими ( $T_c = 145$  К [27,28])  $\delta$ -барьерами на поверхности Si(100) *n*-типа (рис. 1).  $T = 300$  К.

$\leq 6 \cdot 10^{-3} m_0$ , и их плотность,  $p_{2D} = 3 \cdot 10^9$  см $^{-2}$ , определенные соответственно при исследовании осцилляций Шубникова–де-Гааза и Ааронова–Кашера [10] и из холловских измерений [10,32], а также расстояние между дипольными центрами бора, 2 нм, приводят к практически одинаковому значению  $\Delta E \approx 0.05$  эВ. Тем не менее отсутствие ясной зависимости периода мо-

дуляции кулоновской лестницы тока от относительной позиции уровня Ферми и различных уровней квантования двумерных дырок свидетельствует в пользу доминирования продольного квантования над кулоновскими осцилляциями.

Несимметричность исследуемой сэндвич-структуры отражается в разной величине проводимости в ВАХ, полученных в условиях прямого (рис. 2, *a, b*) и обратного напряжения (рис. 2, *c*). Сравнительный анализ ВАХ проводимости, представленных на рис. 2, *a–c*, демонстрирует прежде всего разницу в величине коэффициента прохождения дырок,  $G = (2e^2/h)T$ , где  $T$  — коэффициент прохождения в рассматриваемых случаях: система СККЯ–сверхпроводник–сверхпроводник (обратное напряжение) и система СККЯ–сверхпроводник–кремний *n*-типа–контакт (прямое напряжение). Тем не менее период модуляции кулоновской лестницы тока  $\Delta E \approx 0.05$  эВ, характеризующий интерференцию туннелирующих дырок, практически идентичен при прямом и обратном напряжениях.

Следует отметить, однако, что в условиях обратного напряжения ВАХ тока и проводимости (рис. 2, *c*) проявляют несколько иной спектр уровней размерного квантования, чем наблюдающийся при прямом напряжении (рис. 2, *a, b*). Причем ВАХ проводимости на рис. 2, *c* представляет собой осцилляции с периодом  $\sim 0.1$  В, что свидетельствует о важной роли кулоновского отталкивания в формировании спектра уровней размерного квантования в заполненной до краев СККЯ (рис. 3, *a* и *b*). Иными словами, в случае прямого напряжения, приводящего к опустошению СККЯ, кулоновское отталкивание уменьшается и спектр размерного квантования в большей степени соответствует данным оптических ис-



**Рис. 3.** Одноэлектронная зонная схема СККЯ *p*-типа, ограниченной сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами на поверхности Si(100) *n*-типа, в условиях прямого (*a*) и обратного (*b*) напряжения. Показаны позиции уровней размерного квантования дырок в валентной зоне (широкие линии), спектр уровней, обусловленный продольным квантованием вследствие флуктуаций потенциала вдоль СККЯ (тонкие линии с зазором  $\Delta E \approx 0.05$  эВ), и спектр уровней размерного квантования в заполненной до краев СККЯ, который отражает влияние кулоновского взаимодействия (тонкие линии с зазором 0.1 эВ (*b*)).

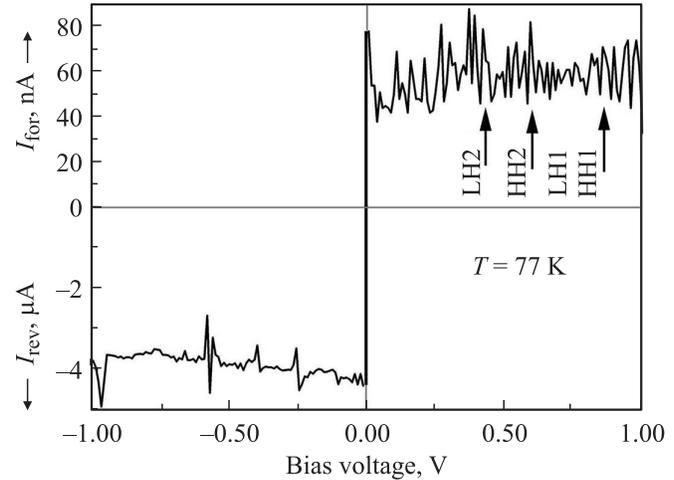
следований [10], тогда как в условиях обратного напряжения спектр размерного квантования в значительной степени определяется взаимодействием туннелирующих дырок с двумерными дырками в СККЯ [7,33–35]. Однако, несмотря на наличие токовой лестницы проводимости (рис. 2, *a–c*), роль кулоновской блокады невелика в процессах туннелирования через исследуемую структуру, на что указывает величина амплитуды осцилляций проводимости, превышающая известный предел ( $\sim 10^{-2}–10^{-3}e^2/h$ ). Причем величина проводимости, так же, как и амплитуда ее осцилляций при обратном напряжении, близкая к значению  $2e^2/h$ , указывает на сильную связь контакта с СККЯ.

Следует также подчеркнуть, что форма осцилляций проводимости, возникающих вследствие наличия уровней размерного квантования (рис. 2, *c*), соответствует кулоновским осцилляциям, индуцированным приложении напряжения затвора непосредственно к квантовой яме, в условиях регистрации проводимости в геометрии исток–сток (рис. 1). В рассматриваемом случае (рис. 2, *a–c*) верхний затвор представляет собой исток (рис. 1), а напряжение, прикладываемое к СККЯ, на первый взгляд отсутствует. Поэтому полученные зависимости указывают на важную роль сверхпроводящих  $\delta$ -барьеров в определении формы туннельных ВАХ. При их наличии прямое и обратное напряжение, выполняющее в данном эксперименте функцию исток–сток, в основном локализуется на СККЯ и выступает в качестве напряжения верхнего затвора, варьирование величиной которого приводит к формированию кулоновских осцилляций.

### 3.3. Джозефсоновские сверхтоки

Исследуемая сэндвич-наноструктура типа сверхпроводник–СККЯ–сверхпроводник (рис. 1) была охлаждена ниже температуры перехода  $T_c$   $\delta$ -барьерами, сильно легированными бором, в сверхпроводящее состояние ( $T_c = 145$  К), чтобы создать возможность для изучения сверхпроводящего эффекта близости. Ключевым критерием для наблюдения сверхтоков в переходе сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник ( $S-N-S$ ) является  $E_j \gg k_B T$ , где  $E_j$  есть энергия джозефсоновского перехода [7,12] и  $k_B$  — константа Больцмана. Следовательно, важно поддерживать прибор термически привязанным к низкой базовой температуре, а также понижать излучательный шум электронных цепей, препятствуя электронному разогреву образца. Поэтому в состав измерительной системы были включены определенные стадии фильтров шума, чтобы поддерживать эффективную электронную температуру образца близкой к температуре в криостате.

На рис. 4 показана характерная токовая ВАХ исследуемой сэндвич-наноструктуры типа сверхпроводник–СККЯ–сверхпроводник, измеренная в зависимости от прямого и обратного напряжения, приложенного к вертикальному затвору (рис. 1). Данные проявляют отчетливый нерассеянный сверхток с резким понижением

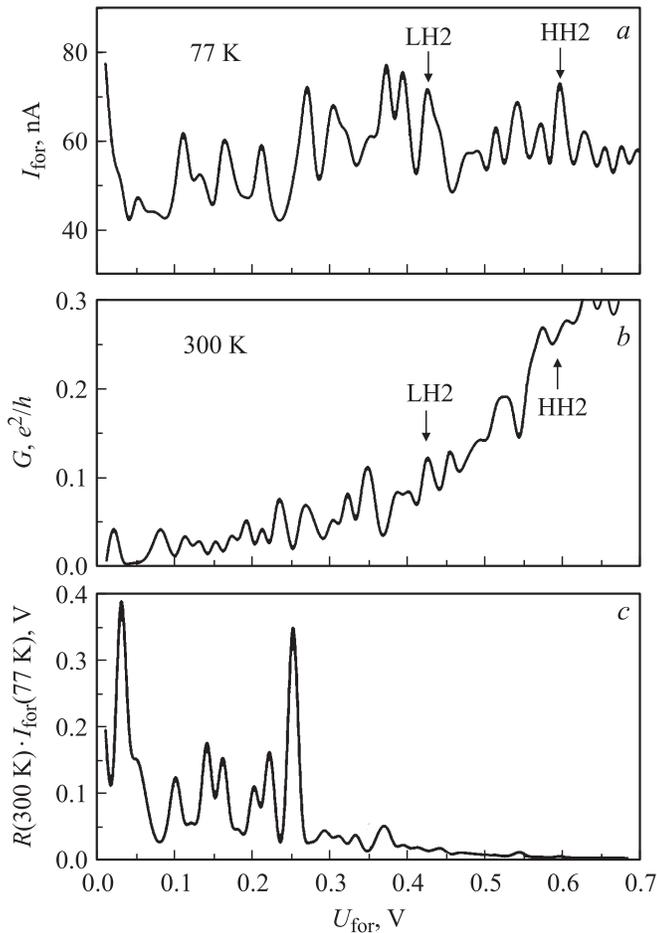


**Рис. 4.** ВАХ туннельного тока дырок в сэндвич-наноструктуре типа сверхпроводник–СККЯ–сверхпроводник в условиях прямого и обратного напряжения, приложенного при  $T < T_c$  к вертикальному затвору в СККЯ  $p$ -типа, ограниченной сверхпроводящими ( $T_c = 145$  К [27,28])  $\delta$ -барьерами на поверхности Si(100)  $n$ -типа (рис. 1).  $T = 77$  К.

напряжения до нуля и эффективно нулевым сопротивлением, по мере того как приложенный ток разворачивается от нуля до  $I_C$ , равного 79 нА при прямом и 4.2 мкА при обратном напряжениях, т.е. сэндвич-наноструктура становится сверхпроводящей с формированием куперовских пар внутри СККЯ, обусловленным проникновением БКШ волновой функции из  $\delta$ -барьеров, сильно легированных бором.

Следует отметить, что  $I_C$ , наблюдаемый при прямом напряжении, представляет только небольшую часть фактического критического тока перехода Джозефсона. Причем его отличие от теоретически предсказанной величины,  $2\pi e\Delta/h$ , пропорционально соответствующему уменьшению проводимости (рис. 2, *a* и *b*) в нормальном состоянии  $\delta$ -барьеров. Поэтому данное уменьшение  $I_C$ , по-видимому, обусловлено наличием слоя кремния (100)  $n$ -типа (рис. 1), который не является столь идеальным контактом, как золото, нанесенное на  $\delta$ -барьер, в случае обратного напряжения (рис. 2, *c*). Значение сверхтока при обратном напряжении, 4.2 мкА, очень близко к теоретическому предельному значению, 5.36 мкА, принимая во внимание величину  $\Delta = 0.022$  эВ, определенную при исследовании сверхпроводимости  $\delta$ -барьеров, ограничивающих СККЯ [27,28].

Наличие эффекта близости вытекает из наблюдений многократных андреевских отражений [2–4,25] и протекания сверхтока через исследуемую структуру (рис. 4). Наиболее интересной характеристикой этого сверхтока является то, что его максимальное значение (критический ток  $I_C$ ) сильно модулируется при изменении как прямого, так и обратного напряжения. Ранее подобная модуляция сверхтока наблюдалась в зависимости от напряжения, приложенного к вертикальному затвору при регистрации туннельного тока в режиме исток–сток

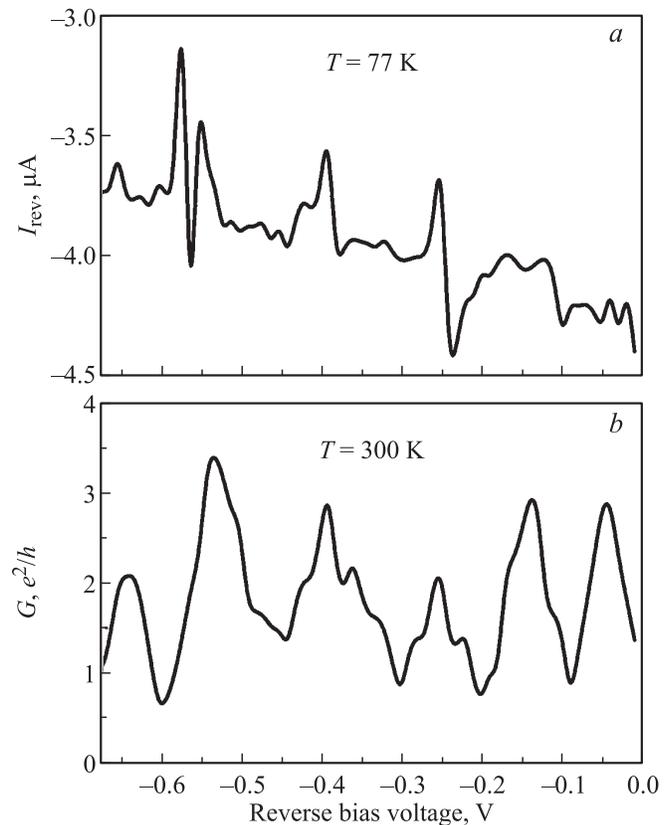


**Рис. 5.** ВАХ туннельного тока при  $T < T_c$  (a), проводимости  $T > T_c$  (b) и произведения  $I_c R_N$  (c) дырок в сэндвич-наноструктуре типа сверхпроводник–СККЯ–сверхпроводник в условиях прямого напряжения, приложенного к вертикальному затвору в СККЯ  $p$ -типа, ограниченной сверхпроводящими ( $T_c = 145$  К [27,28])  $\delta$ -барьерами на поверхности Si(100)  $n$ -типа (рис. 1).

в наноструктурах на основе InAs [36] и углеродных нанотрубках между сверхпроводящими барьерами [3]. Следует еще раз подчеркнуть, что в данном эксперименте, как оказалось, прямое и обратное напряжение выполняют две функции, а именно напряжения исток–сток и напряжения вертикального затвора. Таким образом, позиции уровней размерного квантования изменяются относительно уровня Ферми, задаваемого сверхпроводящими контактами, практически в отсутствие изменений в величине  $eU_{ds}$ .

Для того чтобы установить природу модуляции сверхтока  $I_c$ , важно исследовать его изменение при увеличении прямого и обратного напряжения. Удивительным является то, что режим сверхтока сохраняется при больших значениях обоих напряжений (рис. 4), что указывает на важную роль  $p^+ - n$ -перехода в стабилизации характеристик эффекта близости. Детальное рассмотрение осцилляций сверхтока в зависимости от

прямого и обратного напряжения (рис. 4) демонстрирует немонотонную квазипериодическую последовательность областей низкого дифференциального сопротивления, где  $I_c$  — наибольший, между областями высокого дифференциального сопротивления, где  $I_c$  значительно подавлен, которая практически полностью согласуется с соответствующей зависимостью проводимости в нормальном режиме ( $T < T_c$ ) (рис. 5, a и b; 6, a и b). Полное соответствие между осцилляциями сверхтока и проводимости в нормальном состоянии  $\delta$ -барьеров показывает, что модуляция сверхтока обусловлена настройкой с помощью прямого и обратного напряжения энергетических уровней СККЯ в режим „в и вне резонанса“ с уровнем Ферми в контактах, как показано на рис. 3, a и b. Таким образом, еще раз подтверждается соответствие функций прямого и обратного напряжений вертикальному затвору. Такой механизм дзозефсоновского транзистора, обусловленный чисто дискретной природой энергетических уровней в наноструктуре, ранее наблюдался в нанотрубке конечного размера между двумя сверхпроводящими контактами [3]. Некоторое расхождение в зависимостях сверхтока и проводимости в нормальном состоянии  $\delta$ -барьеров наблюдается лишь



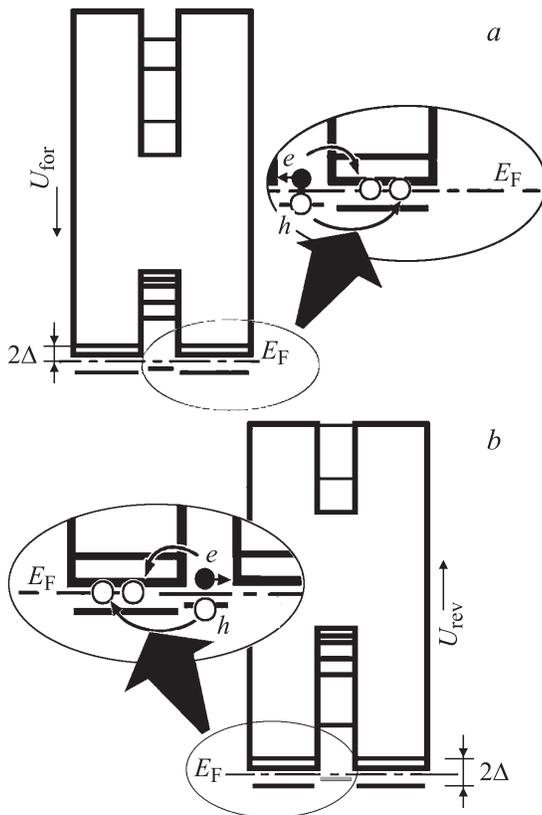
**Рис. 6.** ВАХ туннельного тока при  $T < T_c$  (a) и проводимости  $T > T_c$  (b) дырок в сэндвич-наноструктуре типа сверхпроводник–СККЯ–сверхпроводник в условиях обратного напряжения, приложенного к вертикальному затвору в СККЯ  $p$ -типа, ограниченной сверхпроводящими ( $T_c = 145$  К [27,28])  $\delta$ -барьерами на поверхности Si(100)  $n$ -типа (рис. 1).

при значительном увеличении прямого и обратного напряжения, когда становится возможным надбарьерное туннелирование.

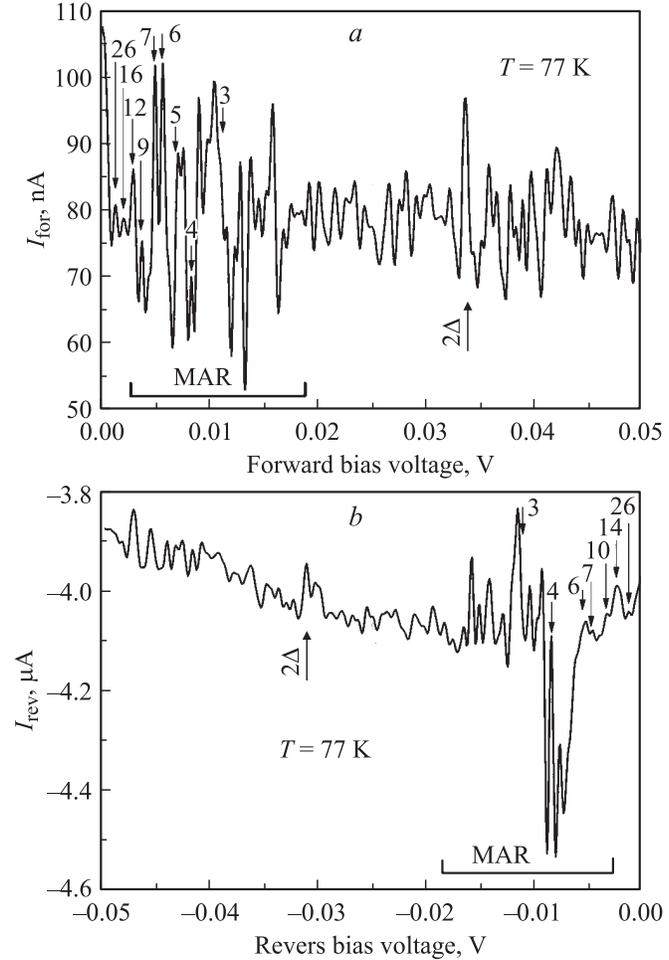
Кроме того, важным следствием корреляции зависимостей на рис. 5, *a* и *b*, а также рис. 6, *a* и *b* является соответствие осцилляций сверхтока не только уровням размерного квантования, но и спектру уровней, который возникает вследствие отмеченного выше продольного квантования при наличии флуктуаций потенциала вдоль СККЯ. Следует также отметить, что зарегистрированная величина „кванта сверхтока“ (рис. 6, *a*) близка к теоретическому значению  $\delta I_C = e\Delta/\hbar$ .

### 3.4. Многократные андреевские отражения

Модуляция сверхтока, соответствующая спектру уровней вследствие интерференции дырок на  $\delta$ -барьерах, подобна узким пикам сверхтока в ВАХ, возникающих за счет многократных андреевских отражений [3,4]. В процессе андреевского отражения падающая дырка на границе нормальный металл–полупроводник ( $N-S$ ) становится куперовской парой в конденсаторе сверхпроводящих контактов, приводя к тому, что электрон когерентно отражается в нормальный проводник и наоборот. В чистом проводнике этот процесс обеспечивает микроскопический механизм, ответственный за сверхпроводя-



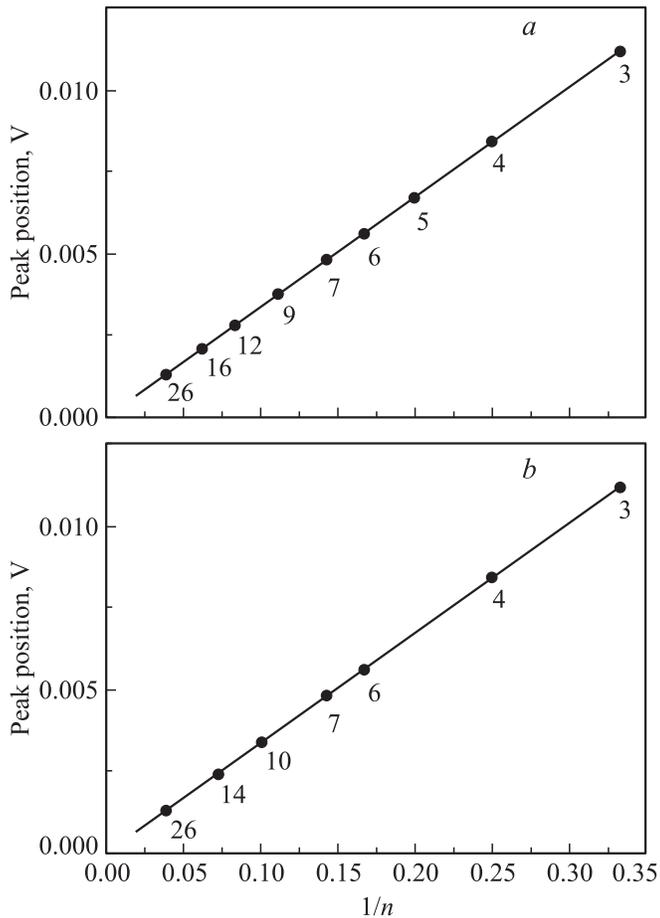
**Рис. 7.** Одноэлектронная зонная схема СККЯ  $p$ -типа, ограниченной сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами на поверхности Si (100)  $n$ -типа, в условиях прямого (*a*) и обратного (*b*) напряжения. Показана схема андреевского отражения.



**Рис. 8.** ВАХ туннельного тока, демонстрирующие многократные андреевские отражения дырок в сэндвич-наноструктуре типа сверхпроводник–СККЯ–сверхпроводник в условиях прямого (*a*) и обратного напряжения (*b*), приложенного при  $T < T_c$  к вертикальному затвору в СККЯ  $p$ -типа, ограниченной сверхпроводящими ( $T_c = 145$  К [27,28])  $\delta$ -барьерами на поверхности Si (100)  $n$ -типа (рис. 1).

щий эффект близости [2]. Многократные андреевские отражения позволяют „андреевским каналам“ открыться в переходе ( $S-N-S$ ) при напряжениях смещения ниже сверхпроводящего энергетического зазора  $2\Delta$ . Эти андреевские каналы появляются из постепенного возрастания энергии падающего носителя тока, по мере того как он отражается между двумя границами раздела. Каждый раз, когда электрон (или дырка) проходит через переход, его энергия возрастает (рис. 7, *a* и *b*). Когда сумма приращений энергии сравнивается с  $2\Delta$  на выводах контактов, следует резонансное усиление в дифференциальной проводимости, которое в свою очередь выявляется как изломы в кривой  $V-I$  [2–4].

На рис. 8, *a* и *b* представлены зависимости сверхтока от прямого и обратного напряжения, демонстрирующие пики андреевского отражения. Эти пики при ограниченном напряжении исток–сток соответствуют,



**Рис. 9.** Положения пиков многократных андреевских отражений в зависимости от их номера при прямом (а) и обратном (б) напряжении, приложенном к вертикальному затвору в СККЯ  $p$ -типа, ограниченной сверхпроводящими ( $T_c = 145$  К [27,28])  $\delta$ -барьерами на поверхности Si (100)  $n$ -типа (рис. 1).

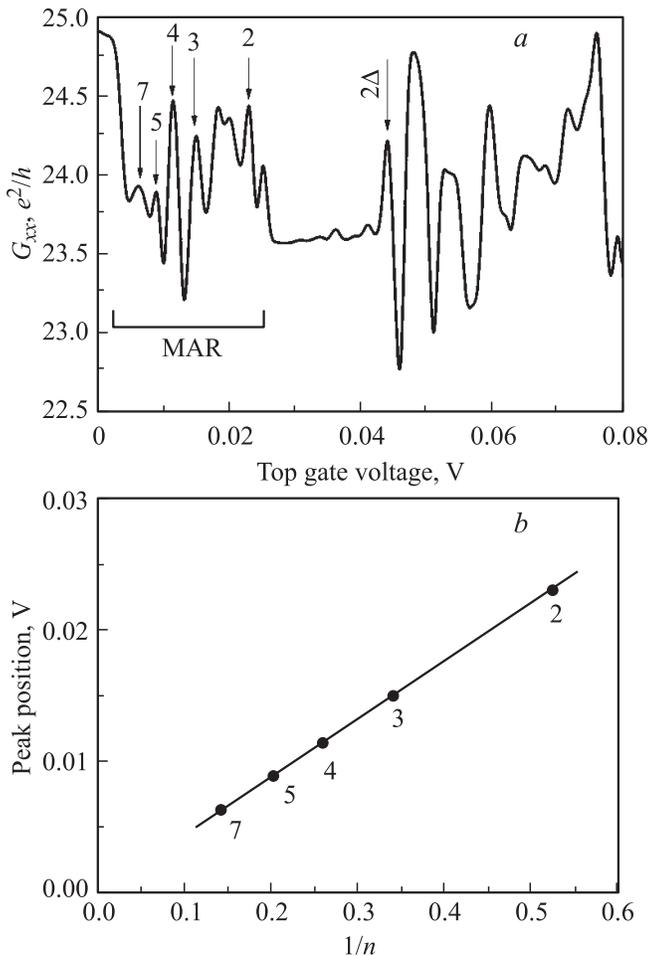
как и ожидалось, субгармонической структуре энергетической щели, вызванной многократными андреевскими отражениями с положениями пиков при  $eV_n = 2\Delta/n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) [26]. Из расположения пиков многократного андреевского отражения (рис. 9, а и б) мы можем определить  $2\Delta = 0.0336$  эВ и найти, что наблюдаемые пики соответствуют  $n = 3, 4, 5, 6, 7, 9, 12, 16$  и 26 при прямом напряжении и  $n = 3, 4, 6, 7, 10, 14$  и 26 при обратном напряжении.

Измеренный энергетический зазор для  $\delta$ -барьеров,  $2\Delta = 0.0336$  эВ, не соответствует значению, определенному из данных исследований магнитной восприимчивости и электрических характеристик,  $2\Delta = 0.044$  эВ [27,28], которое находится в хорошем согласии с соотношением БКШ  $2\Delta = 3.52k_B T_c$  при  $T_c = 145$  К. Данное уменьшение величины  $2\Delta$ , по-видимому, связано с тем обстоятельством, что регистрация туннельных ВАХ осуществлялась при достаточно высокой температуре,  $T = 77$  К. Стрелками и пунктирами на рис. 8, а и б отмечены рассчитанные значения положения пиков для различных величины  $n$  (рис. 9, а и б).

Наблюдаемые субгармонические пики хорошо воспроизводимы и независимы от направления смещения при рассмотрении андреевского отражения с участием пар дырок (рис. 7, а и б). Точного объяснения исчезновения пиков при некоторых номерах пока нет [2–4]. Однако предварительное исследование зависимости положений этих субгармонических пиков от магнитного поля показывает систематический сдвиг в сторону более низких энергий, что согласуется с уменьшением величины  $2\Delta$  при увеличении поля и является признаком того, что все наблюдаемые пики происходят из резонансных андреевских отражений. Высший порядок многократных андреевских отражений показывает также, что контакты вполне прозрачны. Согласно литературным данным, субгармонический пик  $n = 25$  требует, чтобы носитель заряда пересек канал 25 раз без обратного рассеяния внутри канала [4]. Более того, измерения  $dI/dV$  от напряжения исток–сток при изменении напряжения затвора показывают, что положения андреевских пиков порядка  $n = 2$  и выше остаются постоянным [4]. Это контрастирует со сложными сдвигами и осцилляционным поведением пиков многократных андреевских отражений около резонансного уровня в квантовой точке [5,6] и требует более детального исследования.

Пики андреевского отражения были также обнаружены при исследовании ВАХ продольной проводимости высокого разрешения (рис. 10, а и б). Кроме того, данный ВАХ проводимости демонстрирует сверхпроводящую энергетическую щель, величина которой, 44 мэВ, находится в более лучшем согласии с данными электрических измерений и исследований магнитной восприимчивости [27,28], чем полученная из ВАХ прямого туннелирования (рис. 8, а и б). Этот, на первый взгляд, неожиданный результат может быть объяснен в рамках механизма когерентного туннелирования между сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами, разделенными СККЯ (рис. 1). Причем в процессе регистрации зависимости продольной эдс от величины напряжения вертикального затвора требовалась стабилизация тока исток–сток на уровне не хуже 10 нА.

Впервые когерентное туннелирование было экспериментально реализовано при исследовании структур, состоящих из параллельных квантовых ям GaAs шириной 14 нм каждая, разделенных сверхтонким барьером AlAs шириной 7 нм и снабженных вертикальными затворами для регулирования плотности двумерных носителей тока [37]. С обеих сторон эта структура была прикрыта слоями  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ . Туннелирование осуществлялось через тонкий барьер между двумя двумерными квантовыми ямами. Эксперимент был основан на поведении туннельного тока при выполнении законов сохранения энергии и импульса. При соединении торцевых контактов внешней цепью сравниваются позиции уровней Ферми по обе стороны барьера, и тем самым осуществляется выполнение закона сохранения энергии. Так как в двумерном газе волновой вектор лежит в плоскости квантовой ямы, в нулевом магнитном поле



**Рис. 10.** *a* — зависимость продольной проводимости двумерных дырок в сэндвич-наноструктуре типа сверхпроводник–СККЯ–сверхпроводник от величины прямого напряжения, приложенного к вертикальному затвору в СККЯ *p*-типа, ограниченной сверхпроводящими ( $T_c = 145$  К [27,28])  $\delta$ -барьерами на поверхности Si(100) *n*-типа (рис. 1), которая демонстрирует при высоком разрешении пики андреевского отражения, а также сверхпроводящую энергетическую щель, 44 мэВ. *b* — позиции пиков многократных андреевских отражений в зависимости от их номера при прямом напряжении, приложенного к вертикальному затвору в СККЯ *p*-типа, ограниченной сверхпроводящими ( $T_c = 145$  К [27,28])  $\delta$ -барьерами на поверхности Si(100) *n*-типа (рис. 1).

туннелирование становится возможным только при одинаковой плотности двумерных носителей в квантовых ямах. Было обнаружено, что пик туннельного тока возникает при равенстве плотности двумерных носителей в квантовых ямах и смещается при изменении напряжения на вертикальных затворах [37]. Относительная величина пика определяется отношением когерентного и некогерентного туннелирования.

Механизм когерентного туннелирования, обнаруженного с помощью ВАХ продольной проводимости (рис. 10, *a* и *b*), по-видимому, основан на влиянии спин-орбитального взаимодействия Рашбы в валентной зоне

СККЯ *p*-типа проводимости на поверхности Si(100) *n*-типа на процессы андреевского отражения [10,32,38]. Так как примесные диполи бора внутри  $\delta$ -барьеров ориентированы вдоль кристаллографических осей, эквивалентных направлению [111] [8–10,27,28], и, как правило, вследствие остаточных напряжений одно из этих направлений доминирует в кремниевой пластине Si(100), эффективное поле Рашбы будет иметь составляющие как вдоль направления *xu*, так и *xx* (рис. 1) в отличие от классического случая, рассмотренного в первом предложении спинового транзистора [11]. В свою очередь андреевское отражение также будет направлено вдоль выбранной оси [111], которая фиксируется в сэндвич-наноструктуре при отражении дырок и электронов от противоположных барьеров [2]. Причем спин дырки и отраженного электрона ориентируются строго вдоль избранного кристаллографического направления. Принимая во внимание сохранение продольной спинозависимой компоненты андреевского отражения, можно объяснить генерацию продольного напряжения в плоскости СККЯ (рис. 10, *a* и *b*) как следствие спинового тока дырок в условиях спиновой прецессии в эффективном поле Рашбы вдоль направления *xx* (рис. 1).

### 3.5. Взаимосвязь между $I_c$ и плато проводимости нормального состояния

Корреляция между критическим током и сопротивлением в нормальном состоянии  $R_N$  хорошо изучена в сэндвичах типа сверхпроводник–нормальный металл–сверхпроводник. Причем принимается как факт, что для коротких переходов в диффузионных системах и идеальных границах раздела металл–сверхпроводник  $I_c R_N \approx \Delta_g / e$ , т. е. является постоянной величиной [7,12].

Ситуация отличается, когда рассматривается одиночный дискретный энергетический уровень. В этом случае проводимость определяется формулой  $G_N = (2e^2/h) T_{BW}$ , где  $T_{BW} = \Gamma_1 \Gamma_2 ((\epsilon_R/h)^2 + 0.25\Gamma^2)$  — выражение Брейта–Вигнера для коэффициента прохождения,  $\Gamma_{1,2}$  — скорости туннелирования через левый и правый барьеры металл–сверхпроводник,  $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$ ,  $\epsilon_R$  — энергия резонансного уровня относительно энергии Ферми в контактах [29,30]. Исследования квантования сверхтока показали, что можно варьировать позицию резонансного уровня путем изменения напряжения затвора  $\epsilon_R \propto V_g$ , как показано при сравнении зависимостей сверхтока и нормального состояния проводимости от величины прямого и обратного напряжения (рис. 2, *a–c*; 5 и 6). Кроме того, определение максимального значения проводимости в нормальном состоянии позволяет оценить степень асимметрии барьеров  $\Gamma_1/\Gamma_2$ , ограничивающих квантовую яму. Эти данные были использованы для того, чтобы численно рассчитать зависимости  $I_c(V_g)$  и  $G_N(V_g)$  [3,4].

Взаимосвязь между структурами плато при квантованных величинах в кривых  $I_c-V$  и  $G_N-V$  фактически может быть подтверждена построением графика отношения  $I_c$  и  $G_N$  или произведения  $I_c R_N$  от  $V_g$ , как

показано на рис. 5, *c*, где  $R_N = 1/G_N$  есть сопротивление нормального состояния. Ранее было показано, что произведение  $I_C R_N$  по существу постоянно в области 200 мк в широком диапазоне напряжений затвора, приложенного к нанопроволоке Si–Ge между сверхпроводящими контактами [4], демонстрируя, что ступеньки в  $I_C$  появляются, когда одиночные подзоны в нанопроволоке заселяются. Более того, отношение измеренных  $I_C R_N$  к  $\Delta/e$  достигало 85%, что было существенно выше предыдущих исследований с использованием нанопроволоки на основе InAs и углеродных нанотрубок, которые дают отношения  $I_C R_N$  к  $\Delta/e$  только 15–47% [3]. В отличие от поведения произведения  $I_C R_N$  в нанопроволоке Si–Ge между сверхпроводящими контактами, его величина осциллирует синхронно с  $G_N$  и  $I_C$  при изменении напряжения верхнего затвора в сэндвичах на основе углеродной нанотрубки [3]. Этот результат объясняется в рамках доминирования размерного квантования в нанопроволоках над режимом кулоновской блокады. Однако поведение зависимости на рис. 5, *c* не соответствует обнаруженным ранее результатам. Произведение  $I_C R_N$  осциллирует в противофазе с  $G_N$  и  $I_C$  при изменении от прямого и обратного напряжения (рис. 2, *a–c*; 5 и 6), что, по-видимому, указывает на возможный вклад в поведение нормальной проводимости кулоновских осцилляций и кондо-эффекта, который максимален в режиме „вне резонанса“.

Эти результаты можно сравнить с теоретическими предсказаниями. В предельном случае длина свободного пробега  $l > \xi_0$ , где длина когерентности в Ge/Si-нанопроволоке  $\xi_0 = \hbar v_F / \pi \Delta = 2.9$  нм сравнима с шириной СККЯ (фермиевская скорость  $v_F = 2.35 \cdot 10^5$  мс<sup>-1</sup> рассчитана с учетом параметров СККЯ). Таким образом, исследуемая сэндвич-наноструктура находится в режиме  $L \ll \xi_0$ , где теория [1] предсказывает, что  $I_C R_N = \pi \Delta / e T_{BW}$ . Принимая во внимание значение  $2\Delta = 0.044$  эВ, можно заключить, что амплитуда осцилляций  $I_C R_N$  на рис. 5, *c* вполне соответствует данному соотношению.

## 4. Заключение

Таким образом, исследование кремниевых сэндвич-наноструктур, которые представляют собой сверхузкие самоупорядоченные кремниевые квантовые ямы (СККЯ) *p*-типа с высокой подвижностью носителей тока, ограниченные сверхпроводящими ( $T_c = 145$  К [27,28])  $\delta$ -барьерами на поверхности Si (100) *n*-типа, позволило обнаружить:

— квантование сверхтока, которое определяется позициями уровней размерного квантования дырок в СККЯ;

— осцилляции ВАХ сверхтока при  $T < T_c$  практически идентичны осцилляциям ВАХ проводимости при  $T > T_c$ , что отражает наличие корреляции в туннелировании одиночных дырок и куперовских пар;

— процессы многократного андреевского отражения двумерных дырок в СККЯ, которые обеспечивают ми-

кроскопический механизм, ответственный за сверхпроводящий эффект близости в сверхпроводящих кремниевых сэндвич-наноструктурах;

— ВАХ проводимости двумерных дырок в плоскости СККЯ, которая идентифицирует наличие когерентного туннелирования в условиях спиновозависимого многократного андреевского отражения между ограничивающими ее сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами.

## Список литературы

- [1] C.W. Beenakker, H. van Houten. Phys. Rev. Lett., **66**, 3056 (1991).
- [2] T.M. Klapwijk. J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism, **17**, 593 (2004).
- [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] G.E. Blonder, M. Tinkham, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B, **25**, 4515 (1982).
- [6] K. Flensberg, J.B. Hansen, M. Octavio. Phys. Rev. B, **38**, 8707 (1988).
- [7] K.K. Likharev. Rev. Mod. Phys., **51**, 101 (1979).
- [8] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, В.К. Иванов, И.А. Шелых. ФТП, **36**, 462 (2002).
- [9] Н.Т. Баграев, А.Д. Буравлев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, В. Гельхофф, Ю.И. Романов, С.А. Рыков. ФТП, **39**, 716 (2005).
- [10] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. J. Phys.: Condens. Matter, **20**, 164202 (2008).
- [11] S. Datta, B. Das. Appl. Phys. Lett., **56**, 665 (1990).
- [12] M. Tinkham. *Introduction to Superconductivity* (Dover, N.Y., 1996).
- [13] T.J. Thornton, M. Pepper, H. Ahmed, D. Andrews, G.J. Davies. Phys. Rev. Lett., **56**, 1198 (1986).
- [14] 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).
- [15] B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J. Beenakker, J.G. Williamson, L. Kouwenhoven, D. van der Marel, C.T. Foxon. Phys. Rev. Lett., **60**, 848 (1988).
- [16] C.W.J. Beenakker. Phys. Rev. B, **44**, 1646 (1991).
- [17] H. Takayanagi, T. Akazaki, J. Nitta. Phys. Rev. Lett., **75**, 3533 (1995).
- [18] T. Bauch, E. Hürfeld, V.M. Krasnov, P. Delsing, H. Takayanagi, T. Akazaki. Phys. Rev. B, **71**, 174 502 (2005).
- [19] C.J. Muller, J.M. Vanruitenbeek, L.J. De Jongh. Phys. Rev. Lett., **69**, 140 (1992).
- [20] C.M. Lieber. MRS Bulletin, **28**, 486 (2003).
- [21] L. Samuelson. Mater. Today, **6**, 22 (2003).
- [22] Z.H. Zhong, Y. Fang, W. Lu, C.M. Lieber. Nano Lett., **5**, 1143 (2005).
- [23] W. Lu, J. Xiang, B.P. Timko, Y. Wu, C.M. Lieber. Proc. Natl. Acad. Sci. USA, **102**, 10 046 (2005).
- [24] J.A. van Dam, Y.V. Nazarov, E.P.A.M. Bakkers, S. De Franceschi, L.P. Kouwenhoven. Nature, **442**, 667 (2006).
- [25] A.F. Andreev. Sov. Phys. JETP, **19**, 1228 (1964).

- [26] M. Octavio, M. Tinkham, G.E. Blonder, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. B, **27**, 6739 (1983).
- [27] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov, S.A. Rykov. Physica C, **437–438**, 21 (2006).
- [28] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов. ФТП, **43** (11), 1481 (2009).
- [29] Л.И. Глазман, М.Э. Райх. Письма ЖЭТФ, **47**, 378 (1988).
- [30] Л.И. Глазман, К.А. Матвеев. ЖЭТФ, **98**, 1834 (1990).
- [31] C.-T. Liang, M. Pepper, M.Y. Simmons, C.G. Smith, D.A. Ritchie. Phys. Rev. B, **61**, 9952 (2000).
- [32] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, I.A. Shelykh. J. Phys.: Condens. Matter, **18**, L1 (2006).
- [33] M.A. Kaster. Phys. Today, **46**, 24 (1993).
- [34] U. Meirav, M.A. Kastner, S.J. Wind. Phys. Rev. Lett., **65**, 771 (1990).
- [35] U. Meriav, E.B. Foxman. Semicond. Sci. Technol. **10**, 255 (1995).
- [36] H. Takayanagi, T. Kawakami. Phys. Rev. Lett., **54**, 2449 (1985).
- [37] J.P. Eisenstein, T.J. Gramila, L.N. Pfeifer, K.W. West. Phys. Rev. B, **44**, 6511 (1991).
- [38] R. Winkler, H. Noh, E. Tutuc, M. Shayegan. Phys. Rev. B, **65**, 155 303 (2002).

Редактор Л.В. Беляков

## Quantum supercurrent and Andreev reflection in silicon nanostructures

*N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.A. Koudryavtsev, A.M. Malyarenko, G.A. Oganessian, D.S. Poloskin*

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Tunneling spectroscopy is used to study the transport processes of two-dimensional holes in sandwich structures that consists of the ultra-narrow silicon quantum well (Si-QW) confined by superconducting  $\delta$  barriers where the width of the Si-QW is lower than the coherent length and the Fermi wavelength.

The studies of the high resolved tunneling current-voltage characteristics reveal quantum supercurrent with characteristics that are defined by the two-dimensional subbands of holes in silicon quantum wells confined by the  $\delta$  barriers. The correlation in the tunneling processes of single holes and Cooper pairs is revealed as the identity of the CV supercurrent oscillations at  $T < T_c$  and CV conductivity oscillations at  $T > T_c$ .

Aside from the Josephson effect, the forward and reversal CV characteristics demonstrate for the first time the findings of the multiple Andreev reflection caused by the two-dimensional holes in the Si-QW.

The studies of the conductance of the two-dimensional holes in the Si-QW plane as a function of the top gate voltage are evidence of the characteristics of the coherent tunneling between the superconducting barriers, which are caused by the spin-dependent multiple Andreev reflection.