

# Квантовый спиновый эффект Холла в наноструктурах на основе фторида кадмия

© Н.Т. Баграев<sup>¶</sup>, О.Н. Гимбицкая\*, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов\*, А.И. Рыскин<sup>†</sup>, А.С. Щеулин<sup>†</sup>

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

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

<sup>†</sup> Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики,  
197101 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 5 апреля 2010 г. Принята к печати 12 апреля 2010 г.)

Туннельные вольт-амперные характеристики (ВАХ), температурные зависимости статической магнитной восприимчивости и теплоемкости планарных сэндвич-структур  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , полученных на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ , исследуются с целью идентификации сверхпроводящих свойств  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , ограничивающих сверхузкую квантовую яму  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа проводимости. Сравнительный анализ токовых ВАХ и ВАХ проводимости соответственно ниже и выше критической температуры сверхпроводящего перехода свидетельствует о взаимосвязанности квантования сверхтока и размерного квантования дырок в квантовой яме  $p\text{-CdF}_2$ . Причем регистрация джозефсоновского пика тока в позиции каждой дырочной подзоны сопровождается наличием спектра многократного андреевского отражения. Высокая степень спиновой поляризации дырок в краевых каналах по периметру квантовой ямы  $p\text{-CdF}_2$ , возникающая вследствие многократного андреевского отражения, идентифицирует ВАХ квантового спинового эффекта Холла, обнаруженного при регистрации отличной от нуля проводимости при нулевом напряжении вертикального затвора в холловской геометрии эксперимента. Внутри энергетического интервала сверхпроводящей щели ВАХ спинового транзистора и квантового спинового эффекта Холла определяются спектром многократного андреевского отражения дырок, возникающим при изменении напряжения вертикального затвора. Вне интервала сверхпроводящей щели обнаруженная ВАХ квантового спинового эффекта Холла представляет собой квантовую лестницу проводимости с амплитудой ступенек, равной  $e^2/h$ , которая взаимосвязана с осцилляциями продольной проводимости в зависимости от напряжения вертикального затвора.

## 1. Введение

Планарные сэндвич-структуры  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$  представляют собой перспективные объекты для решения задач высокотемпературной спинтроники [1–3]. Исследования туннельных вольт-амперных характеристик (ВАХ) при различных температурах свидетельствуют о сверхпроводящих свойствах  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , ограничивающих сверхузкую квантовую яму  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа проводимости (СКЯ), которые отражаются во взаимосвязанности квантования сверхтока и размерного квантования дырок [3]. Полученные данные указывают на важную роль двумерных дырочных подзон в формировании „эффекта близости“, который приводит к высокой степени спиновой поляризации дырок в краевых каналах по периметру квантовой ямы  $p\text{-CdF}_2$ . Причем идентификация этой спиновой поляризации стала возможной благодаря обнаружению ВАХ спинового транзистора в процессе регистрации осцилляций продольной проводимости СКЯ в зависимости от напряжения вертикального затвора, управляющего величиной спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы [3]. В качестве механизма, ответственного за возникновение спиновой поляризации дырок в рамках эффекта близости, предполага-

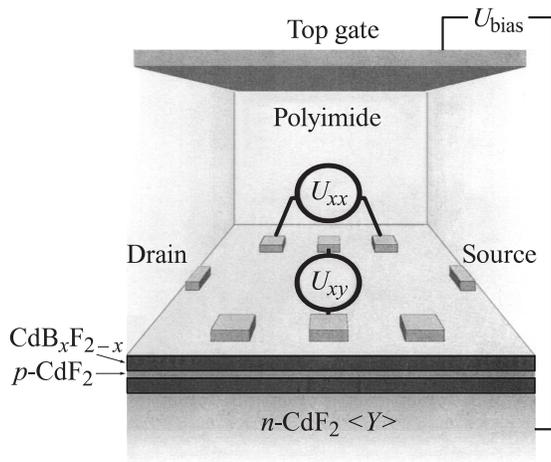
лось многократное андреевское отражение, определяющее режимы спин-зависимого туннелирования пар дырок через тригональные дипольные центры бора, локализованные в наноструктурированных  $\delta$ -барьерах  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  [3]. В рамках предложенной модели многократное андреевское отражение под углом, отличным от нормали к плоскости СКЯ, позволяет использовать вертикальный затвор не только для регистрации эффекта спинового транзистора, но и для обнаружения взаимосвязанного с ним квантового спинового эффекта Холла [4], что является целью настоящей работы.

## 2. Эксперимент

### 2.1. Получение и электрические свойства наноструктур на основе фторида кадмия

Планарные сэндвич-структуры  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  были получены с помощью диффузии бора из газовой фазы на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$  толщиной 1.0 мм, предварительно легированного иттрием [3,5]. Контакты на легированной бором поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$  формировались в рамках холловской геометрии путем напыления золота (рис. 1). Исследование ВАХ позволило идентифицировать формирование омических контактов, которые характеризуются

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



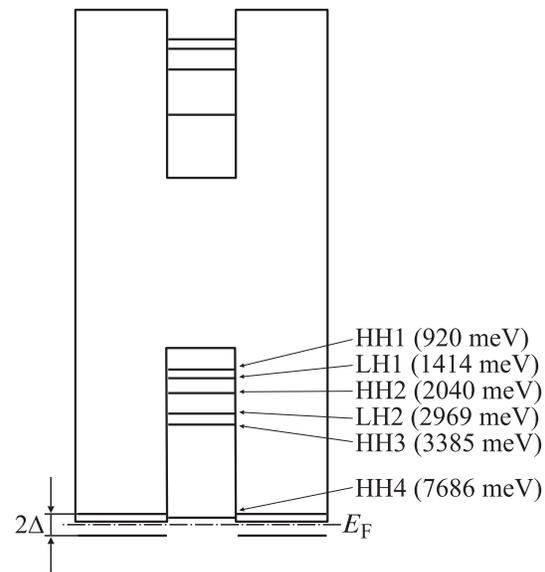
**Рис. 1.** Геометрия холловских измерений квазидвумерного газа дырок в плоскости квантовой ямы  $p\text{-CdF}_2$ , ограниченной  $\delta$ -барьерами  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ .

ются практически полным отсутствием поверхностного барьера. Контакты к обратной поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$  были получены в процессе низкотемпературного газофазного осаждения силицида иттербия. Кроме того, планарные сэндвич-структуры были снабжены вертикальными затворами для измерения прямой и обратной ВАХ, а также для туннельной спектроскопии дырочных подзон размерного квантования в валентной зоне СКЯ  $p\text{-CdF}_2$  и варьирования величиной спин-орбитального взаимодействия в процессе транспорта двумерных дырок в ее плоскости (рис. 1).

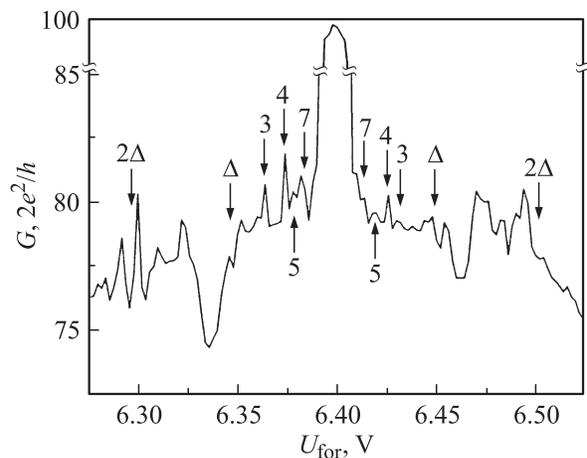
Прямая ветвь ВАХ полученных сэндвич-структур проявила не только наличие запрещенной зоны  $\text{CdF}_2$ , 7.8 эВ, которое идентифицирует формирование  $p^+ - n$ -перехода, но и энергетическое строение валентной зоны фторида кадмия [3,6]. Кроме того, с помощью прямой ВАХ высокого разрешения были определены энергетические позиции подзон двумерных дырок (рис. 2). Эти измерения тока и проводимости, проведенные соответственно при температуре 298 и 345 К, показали, что отношение их пиковых значений для каждой подзоны двумерных дырок удовлетворяет известному соотношению  $I_c/G_N = \pi\Delta/e$  (где  $\Delta = 51.03$  мэВ). Подобные результаты были получены при исследовании полупроводниковых наноструктур, ограниченных сверхпроводящими барьерами. В процессе регистрации туннельных ВАХ этих сэндвич-структур было обнаружено, что энергетические позиции пиков сверхтока  $I_c$  ( $T < T_c$ , где  $T_c$  — температура перехода в сверхпроводящее состояние) определяются энергетическим спектром двумерных дырок и взаимосвязаны с величиной соответствующих минимумов проводимости сэндвич-структуры в нормальном состоянии  $G_N$  ( $T > T_c$ ) путем соотношения, отмеченного выше [7,8].

Таким образом,  $\delta$ -барьеры  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , ограничивающие сверхузкую квантовую яму  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа проводимости, по-видимому, являются высокотемпературными сверхпроводниками с очень высоким значением  $T_c$  ( $> 300$  К).

Причем обнаруженная взаимосвязанность квантования сверхтока и размерного квантования дырок в сверхузкой квантовой яме (СКЯ)  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа подтвердилась результатами измерений величины сверхпроводящей щели  $2\Delta$  с помощью туннельных ВАХ,  $2\Delta = 102.06$  мэВ ( $2\Delta = 3.52kT_c \Rightarrow T_c = 336$  К) [3]. Важно отметить, что регистрация джозефсоновского пика (пик сверхтока),



**Рис. 2.** Одноэлектронная зонная схема квантовой ямы  $p\text{-CdF}_2$ , ограниченной сверхпроводящими  $\delta$ -барьерами  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$  при нулевом напряжении смещения. Ширина сверхпроводящей щели  $2\Delta$  представлена в масштабе 10 : 1.



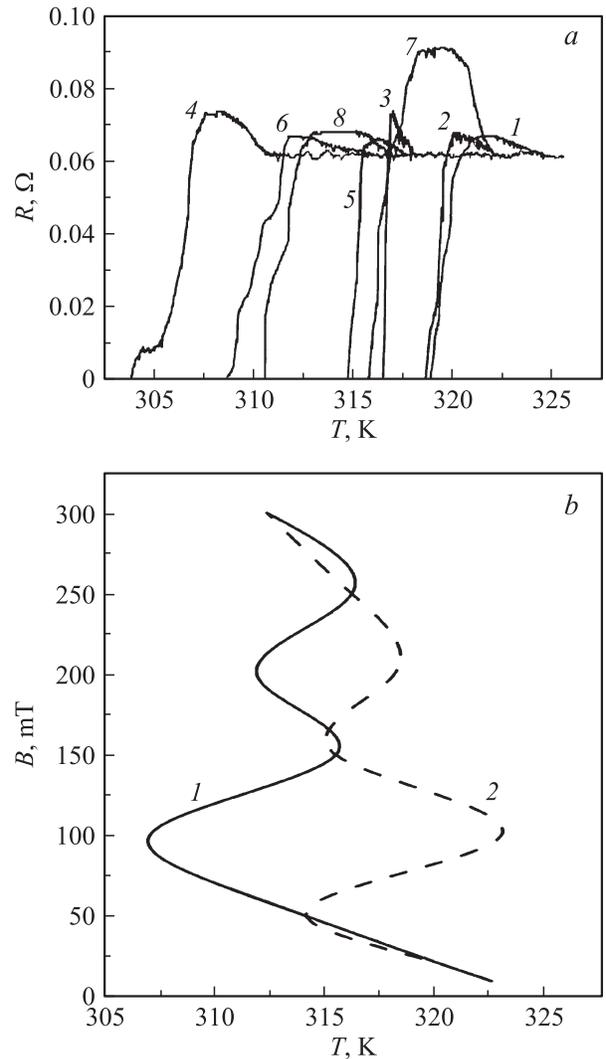
**Рис. 3.** Туннельная ВАХ проводимости сэндвич-структуры  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ , демонстрирующая пики многократного андреевского отражения, сопровождающие джозефсоновский пик, позиция которого соответствует одной из подзон размерного квантования дырок (рис. 2). Позиции пиков многократного андреевского отражения соответствуют выражению  $V_n = 2\Delta/ne$ , где  $n$  — номер пика,  $2\Delta$  — ширина сверхпроводящей щели.  $T = 298$  К.

позиция которого совпадает с одной из подзон двумерных дырок, по-видимому, должна сопровождаться наблюдением последовательности пиков многократного андреевского отражения, которые ответственны за „эффект близости“ в сэндвич-структурах [8–11]. Данная последовательность пиков многократного андреевского отражения, возникающая в интервале сверхпроводящей щели, наблюдалась в исследуемой сэндвич-наноструктуре при строгом соответствии энергетической позиции каждого пика с его номером:  $eV_n = 2\Delta/n$  ( $n = 1, 2, 3, \dots$ ) (рис. 3). Следует отметить, что причиной отсутствия некоторых андреевских пиков, возможно, является энергетическая зависимость прохождения через двойной барьер. Однако этот вопрос нуждается в дальнейшем тщательном исследовании.

Кроме того, сверхпроводящие свойства  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  исследовались с помощью регистрации температурных зависимостей удельного сопротивления, статической магнитной восприимчивости и теплоемкости в зависимости от значения внешнего магнитного поля.

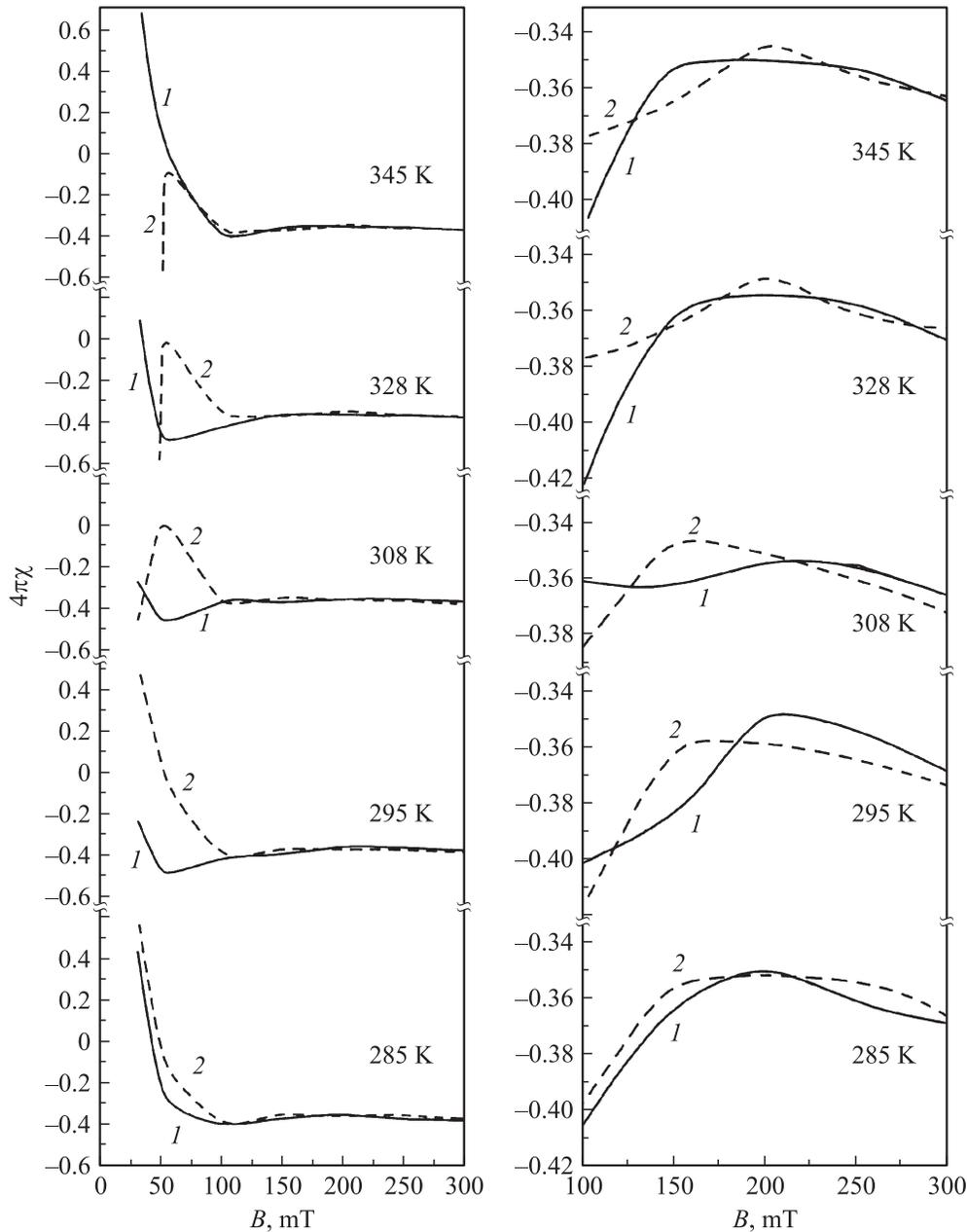
Температурная зависимость сопротивления соответствует поведению двумерного металла при температурах выше 340 К (рис. 4, *a*). Ниже 330 К сопротивление сначала возрастает, а затем резко падает, достигая пренебрежимо малых значений. Как и ожидалось, в условиях внешнего магнитного поля резкий спад сопротивления наблюдался при более низких температурах, чем в его отсутствие (рис. 4, *a*). Причем эти изменения сопровождались уширением области перехода, что характерно для неоднородной сверхпроводящей структуры [8,12].

Однако, вопреки известному поведению сверхпроводящих сэндвич-структур в магнитном поле, температурные зависимости сопротивления, представленные на рис. 4, *a*, демонстрируют осцилляции критической температуры, которые, по-видимому, обусловлены захватом квантовых вихрей на однородно распределенные микродефекты в наноструктурированных  $\delta$ -барьерах  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  (рис. 4, *b*). Подобное поведение критической температуры и критического поля сверхпроводящего перехода наблюдалось при последовательном захвате вихрей на большие квантовые точки, вмонтированные в объемные и низкоразмерные структуры на основе классических и высокотемпературных сверхпроводников [13]. Эти исследования показали, что последовательный захват квантовых вихрей индуцирует квантование сверхтока в наноструктурированных сверхпроводниках, которое проявляется в соответствующих осцилляциях значений критической температуры и критического поля [12–14]. Если принять во внимание размеры микродефектов, содержащихся в плоскости наноструктурированных  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ ,  $d \approx 150$  нм [5,15], которые были идентифицированы с помощью сканирующей туннельной микроскопии (СТМ), то величина периода осцилляций критической температуры хорошо согласуется с данными вышеуказанной модели квантования сверхтока. Интересно, что характеристики осцилляций критической температуры самосогласованы с поведением их гистерезиса,



**Рис. 4.** *a* — температурные зависимости сопротивления сэндвич-структуры  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ .  $B$ , мТ: 1 — 0, 2 — 20, 3 — 50, 4 — 100, 5 — 150, 6 — 200, 7 — 250, 8 — 300. *b* — диаграмма температура–магнитное поле, демонстрирующая осцилляции сопротивления вследствие взаимосвязанности квантования сверхтока и размерного квантования дырок в сэндвич-структуре  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ . Гистерезис в осцилляциях сопротивления обнаружен в ходе последовательных процедур включения и выключения магнитного поля.

который был обнаружен при измерении температурных зависимостей сопротивления сэндвич-структур в процессе последовательного ввода и вывода внешнего магнитного поля (рис. 4, *b*). Причем величина гистерезиса критической температуры, по-видимому, определяется энергетической структурой синглетных и триплетных конфигураций дипольных центров бора, сформированных внутри  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  [3]. Следует отметить, что туннелирование дырок через эти дипольные центры, замещающие фтор в решетке  $\text{CdF}_2$  и реконструированные вследствие отрицательной корреляционной энергии,  $2B^0 \Rightarrow B^+ + B^-$ , способно значительно увеличить тем-



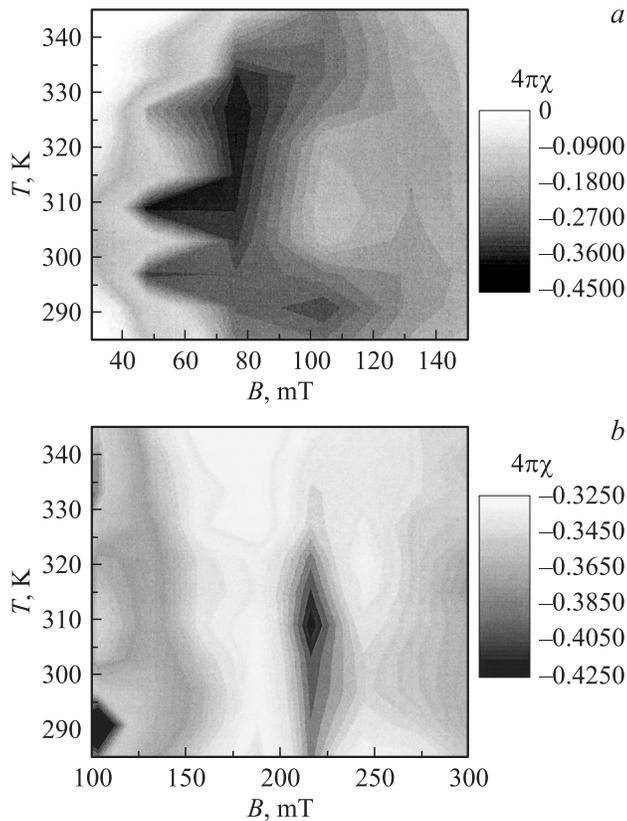
**Рис. 5.** Полевые зависимости статической магнитной восприимчивости sandwich-наноструктуры  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , демонстрирующие диамагнитный отклик при различных температурах. Температурно-зависимые гистерезисы являются следствием последовательного увеличения и уменьшения магнитного поля.

температуру сверхпроводящего перехода в рамках различных биполярных механизмов сверхпроводимости [12].

Значение критической температуры, величина периода ее осцилляций вследствие квантования сверхтока и параметры ее гистерезиса, определенные на основании данных измерений температурных зависимостей сопротивления в магнитном поле, согласуются с результатами исследований температурных и полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости (рис. 5, 6, а и б). Эти зависимости измерялись в интервале температур 3.5–300 К методом Фарадея. Причем

высокая чувствительность,  $10^{-9}$ – $10^{-10}$  СГС, балансного спектрометра MGD31FG обеспечивала высокую стабильность калибровки значений  $BdB/dx$ . В свою очередь для калибровки  $BdB/dx$  использовались монокристаллы чистого InP, которые характеризуются температурной стабильностью значения магнитной восприимчивости,  $\chi = -313 \cdot 10^{-9}$  см<sup>3</sup>/г [16], и подобны по форме и размерам исследуемым образцам.

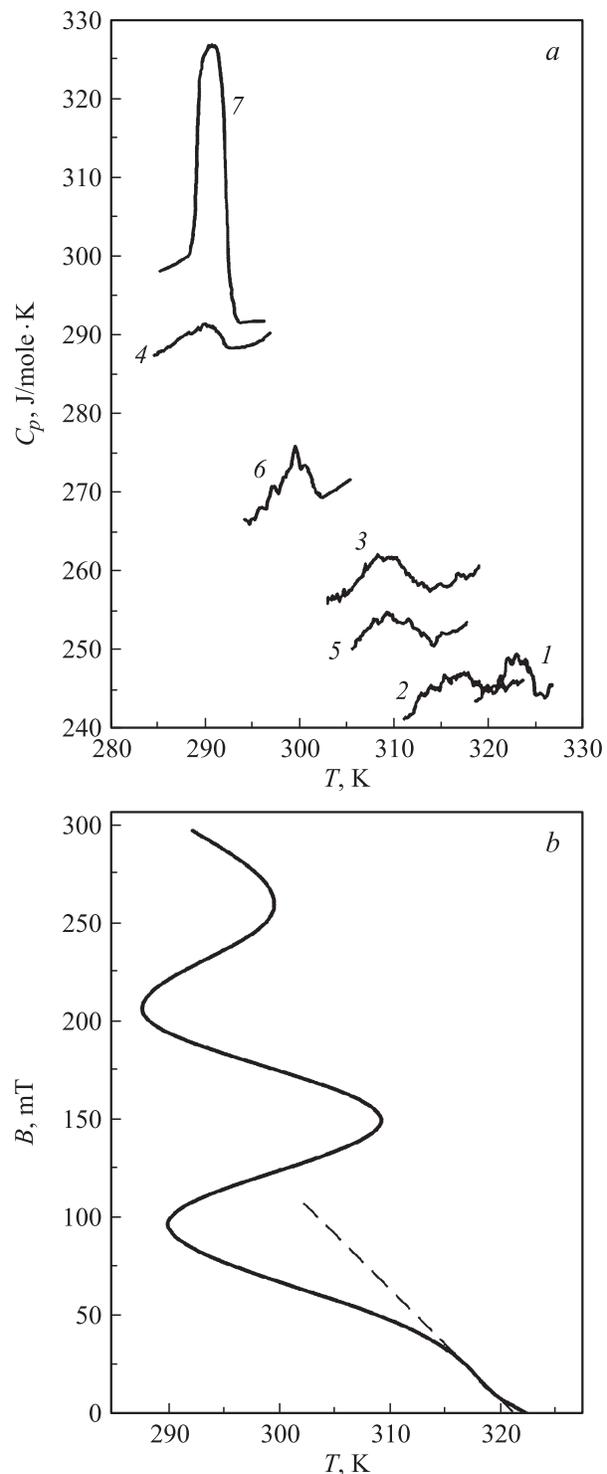
Интервал температур, соответствующий диамагнитному отклику при охлаждении, совпадает с температурным диапазоном резкого уменьшения удельного



**Рис. 6.** *a, b* — двумерные диаграммы зависимости статической магнитной восприимчивости от температуры и магнитного поля в сэндвич-наноструктуре  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ . Диамагнитный отклик проявляется в процессе процедуры вывода магнитного поля, демонстрируя осцилляции магнитной восприимчивости вследствие квантования сверхтока.

сопротивления, тем самым подтверждая роль зарядовых и спиновых корреляций, локализованных на дипольных центрах бора с отрицательной корреляционной энергией (рис. 5). Манипулирование последовательностью включения и выключения внешнего магнитного поля выявило характерный гистерезис статической магнитной восприимчивости, который обусловлен влиянием матрицы джозефсоновских переходов, сформированных на основе микродефектов внутри наноструктурированных  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , на процессы пиннинга магнитного потока в сверхпроводящих  $\delta$ -барьерах, сильно легированных бором (рис. 5). Кроме гистерезиса, наблюдается осцилляция диамагнитного отклика от величины магнитного поля. Причем период осцилляции величины статической магнитной восприимчивости практически совпадает с данными, полученными из измерений температурной зависимости сопротивления (рис. 5), что подтверждает участие микродефектов в захвате квантовых вихрей в  $\delta$ -барьерах  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ .

Гистерезис и осцилляции диамагнитного отклика наглядно проявляются с помощью диаграммы магнитной восприимчивости от температуры и магнитного поля ( $B-T$ ), показанной на рис. 6, *a* и *b*. Период осцилляции



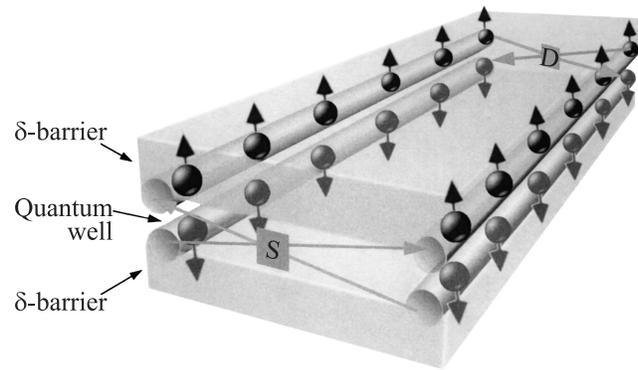
**Рис. 7.** *a* — зависимость скачка теплоемкости от температуры, демонстрирующая сверхпроводящий переход в сэндвич-наноструктуре  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ . *B*, мТ: 1 — 0, 2 — 20, 3 — 50, 4 — 100, 5 — 150, 6 — 250, 7 — 300. *b* — диаграмма температура-магнитное поле, демонстрирующая осцилляции скачка теплоемкости вследствие взаимосвязанности квантования сверхтока и размерного квантования дырок в сэндвич-структуре  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ .

диамагнитного отклика от величины магнитного поля  $\Delta B$ , как уже отмечалось выше, согласуется с размерами микродефектов, определенными с помощью СТМ измерений  $\Delta BS = \Phi_0$ , где  $\Phi_0 = h/2e$ ;  $S = \pi d^2/4$ ;  $d$  — диаметр микродефекта,  $d \approx 150$  нм. В свою очередь период осцилляций отрицательной магнитной восприимчивости в зависимости от температуры в слабом магнитном поле совпадает с величиной гистерезиса критической температуры в соответствующей  $B-T$  диаграмме сопротивления (рис. 4, б).

Аналогичный эффект квантования и усиления сверхтока следует также из результатов исследований поведения скачка теплоемкости при  $T = T_C$  в зависимости от внешнего магнитного поля (рис. 7, а и б). Полученные данные показывают осциллирующую зависимость критической температуры при увеличении внешнего магнитного поля. Достаточно большая величина скачка теплоемкости объясняется, если принять во внимание аномально низкое значение эффективной массы двумерных дырок в кремниевых сэндвич-структурах [17]. Видно, что ход магнетопольных осцилляций значений температуры, при которых наблюдается скачок теплоемкости, хорошо согласуется с соответствующим поведением диамагнитного отклика сопротивления и дополнительно свидетельствует о важной роли вихрей в механизме сверхпроводимости в наноструктурированных  $\delta$ -барьерах (рис. 7, б).

## 2.2. Спин-зависимый транспорт дырок в наноструктурах на основе фторида кадмия

Планарные сэндвич-структуры, представляющие собой полупроводниковые квантовые ямы, ограниченные сверхпроводящими барьерами, имеют целый ряд преимуществ перед вертикальными сэндвичами типа сверхпроводник-квантовая проволока-сверхпроводник при изучении спин-зависимого транспорта носителей тока. Например, наличие краевых проводящих каналов в плоскости квантовой ямы может привести к значительной спиновой поляризации носителей тока как из-за спиновой зависимости андреевского отражения, так и в результате их спонтанной спиновой поляризации (рис. 8) [11,16,18]. Эти краевые каналы возникают в СКЯ при плотности носителей тока выше критической ( $\geq 10^{11}$  см $^{-2}$ ) вследствие подавления сверхпроводящих свойств по периметру  $\delta$ -барьеров и являются аналогами краевых баллистических каналов, которые ответственны за наблюдение квантового эффекта Холла в условиях сильного магнитного поля, перпендикулярного плоскости СКЯ [19]. Поэтому свободные носители, по видимому, практически отсутствуют в плоскости СКЯ, будучи вовлеченными в туннелирование куперовских пар в наноструктурированных  $\delta$ -барьерах, и только по ее периметру процессы многократного андреевского отражения могут способствовать их продольному транспорту [3,12]. Следует отметить, что при плотности носителей тока ниже критического значения, соответствующего переходу  $\delta$ -барьеров в сверхпроводящее состояние



**Рис. 8.** Схема краевых каналов со спиновой поляризацией дырок в сэндвич-структуре  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , используемой в исследованиях квантового спинового эффекта Холла. Сверхпроводящие свойства  $\delta$ -барьера определяются наличием дипольных центров бора, которые ответственны за спин-зависимое многократное андреевское отражение. Спиновая поляризация дырок в краевых каналах в совокупности с асимметрией сэндвич-структуры  $p$ -типа, полученной на поверхности кристалла фторида кадмия  $n$ -типа, приводит к двум ветвям спин-зависимого транспорта дырок в зависимости от полярности напряжения вертикального управляющего затвора. Падение напряжения вертикального затвора определяется ориентацией дипольных центров бора вдоль одной из эквивалентных кристаллографических осей [111].

( $\leq 10^{11}$  см $^{-2}$ ), последние проявляют свойства экситонного изолятора, и сверхпроводимость может возникать только в краевых каналах сэндвич-структуры и именно благодаря механизму многократного андреевского отражения [11].

Планарные сэндвич-структуры на основе фторида кадмия в полной мере обладают описанными выше характеристиками, что делает их достаточно перспективными для решения различных задач высокотемпературной нано- и оптоэлектроники, особенно для экспериментальной реализации электронно-волновых аналогов электрооптических модуляторов, наиболее ярким представителем которых является спиновый транзистор [20]. Так как модуляция тока в структуре спинового транзистора возникает вследствие квантовых интерференционных эффектов, а именно из-за спиновой прецессии, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием в СКЯ, необходимо наличие спиновой ориентации двумерных носителей тока. В классической версии спинового транзистора роль инжектора и приемника носителей тока с определенными спиновыми ориентациями играют магнитные контакты исток-сток [21,22]. Кроме того, спиновая ориентация носителей тока может возникать в условиях оптической накачки линейно- или циркулярно-поляризованным светом [23]. По аналогии с электрооптическим материалом дифференциальный фазовый сдвиг, вносимый между электронами, поляризованными вдоль направлений  $+x$  и  $-x$  (рис. 1), может контролироваться напряжением на вертикальном затворе полевого транзистора с каналом вдоль направле-

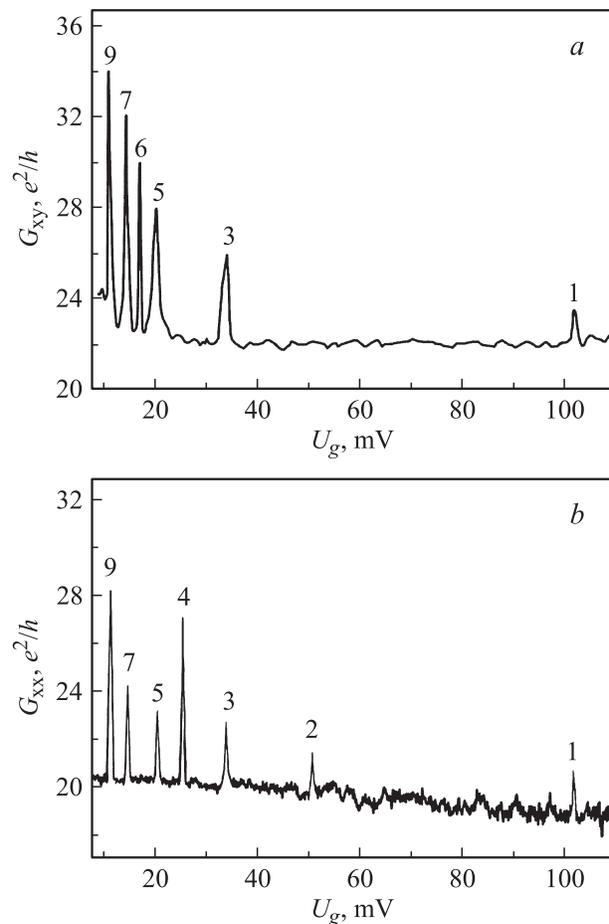
ния  $x_x$ , которое управляет величиной спин-орбитального взаимодействия в СКЯ. Предполагается, что доминирующим механизмом спинового энергетического расщепления между носителями со спинами вверх и вниз в нулевом магнитном поле является терм Рашбы [1], учтенный в гамильтониане эффективной массы [24,25]. Регистрация дифференциального фазового сдвига в зависимости от напряжения вертикального затвора является основной характеристикой спинового транзистора [20].

Однако генерация поляризованных носителей тока вследствие инъекции из контактов или с помощью оптической накачки представляет собой неравновесные методики, что не позволяет их использовать в исследованиях спин-зависимого мезоскопического транспорта в рамках холловской геометрии в условиях стабилизации тока исток–сток. Последнее замечание касается также различных версий наблюдения спиновых аналогов эффекта Холла [23], который в своей основе является равновесным гальваномагнитным явлением и при исследовании низкоразмерных структур требует стабилизации тока исток–сток на очень низком уровне, не превышая 1–10 нА. В этих условиях высокая степень спиновой поляризации двумерных дырок наблюдалась в сэндвич-структуре  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  при исследовании резонансного поведения продольной эдс в слабом магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы  $p\text{-CdF}_2$  [3]. Гигантский рост эдс в точках антипересечения зеэмановских подуровней возбужденного триплетного состояния дипольных центров бора свидетельствовал о высокой спиновой поляризации двумерных дырок вследствие обменного рассеяния в краевых каналах по периметру квантовой ямы  $p\text{-CdF}_2$ , что позволило идентифицировать механизм ВАХ спинового транзистора, обнаруженный в зависимости от напряжения затвора, управляющего величиной спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы [3]. Тем не менее изучение относительного вклада обменного рассеяния на поляризованных дипольных центрах бора и многократного андреевского отражения внутри и вне энергетического интервала сверхпроводящей щели требует дополнительных исследований, особенно для идентификации квантового спинового эффекта Холла.

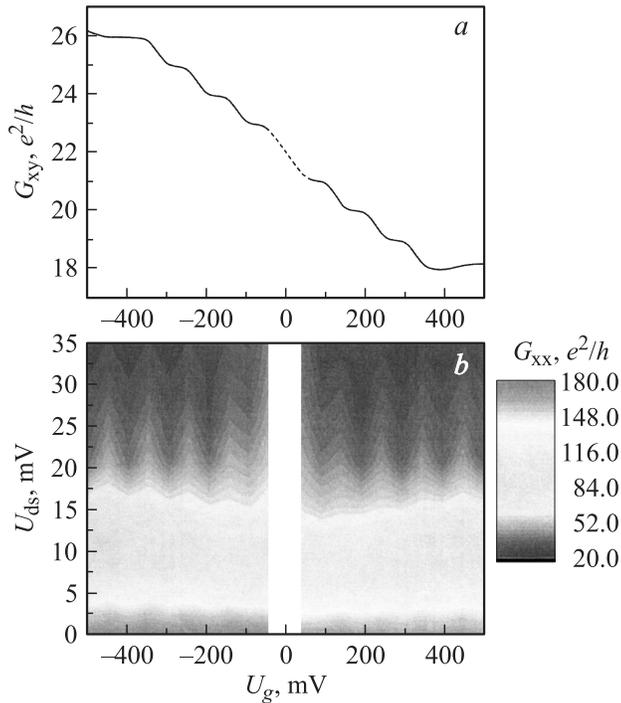
Прежде всего следует обратить внимание на то, что реконструированные дипольные центры бора внутри  $\delta$ -барьеров ориентированы вдоль кристаллографических осей [111] [3,12]. Так как вследствие остаточных напряжений в пластине, как правило, одно из этих четырех эквивалентных направлений доминирует, эффективное поле Рашбы будет иметь составляющие как вдоль направления  $x_y$ , так и  $x_x$  (рис. 1) в отличие от классического случая, рассмотренного в первом предложении спинового транзистора [20]. В свою очередь многократное андреевское отражение также будет направлено вдоль избранной оси [111], которая фиксируется в сэндвич-структурах при отражении дырок и электронов от противоположных барьеров [26]. Причем спин дырки и спин отраженного электрона ориентируются строго вдоль избранного кристаллографического направления [111].

Принимая во внимание сохранение продольной спин-зависимой компоненты андреевского отражения, можно объяснить генерацию продольного напряжения в плоскости СКЯ, как следствие спинового тока дырок в условиях спиновой прецессии в эффективном поле Рашбы, ориентированном вдоль направления  $x_y$  (рис. 1).

Однако в энергетическом интервале сверхпроводящей щели влияние спин-орбитального взаимодействия Рашбы, по-видимому, ограничивается небольшой амплитудной модуляцией андреевских пиков проводимости (рис. 9, *b*). Это слабое влияние обусловлено относительно небольшой величиной „параметра Рашбы“,  $a \propto U_g$ , при низком напряжении на вертикальном затворе. Тем не менее вне энергетического интервала сверхпроводящей щели зависимость  $G_{xx}$  от величины напряжения вертикального затвора демонстрирует вос-



**Рис. 9.** ВАХ квантового спинового эффекта Холла (*a*) и спинового транзистора (*b*) внутри энергетического интервала сверхпроводящей щели, зарегистрированные при измерении поперечной (*a*) и продольной (*b*) проводимости в зависимости от напряжения вертикального затвора, приложенного к сэндвич-структуре  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла фторида кадмия  $n$ -типа проводимости. Позиции пиков многократного андреевского отражения соответствуют выражению  $V_n = 2\Delta/ne$ , где  $n$  — номер пика,  $2\Delta$  — ширина сверхпроводящей щели.  $T = 298$  К.



**Рис. 10.** ВАХ квантового спинового эффекта Холла (*a*) и спинового транзистора (*b*) вне энергетического интервала сверхпроводящей щели, зарегистрированные при измерении поперечной (*a*) и продольной (*b*) проводимости в зависимости от напряжения вертикального затвора, приложенного к сэндвич-структуре  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$  на поверхности кристалла фторида кадмия *n*-типа проводимости. Позиции пиков многократного андреевского отражения соответствуют выражению  $V_n = 2\Delta/ne$ , где  $n$  — номер пика,  $2\Delta$  — ширина сверхпроводящей щели.  $T = 298\text{ K}$ .

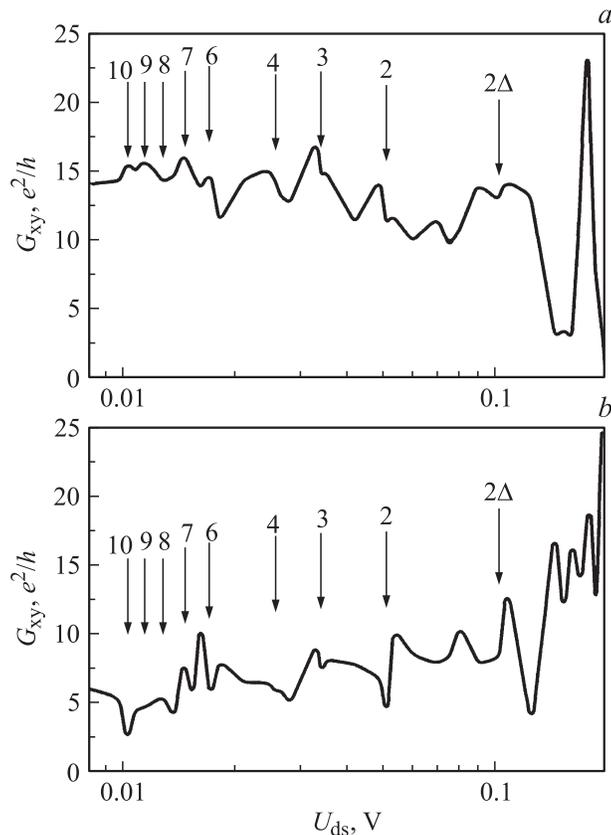
производимые осцилляции с амплитудой  $\sim e^2/h$ , что указывает на важную роль спиновой интерференции в продольном транспорте дырок в рамках классического эффекта спинового транзистора (рис. 10, *b*) [3,24,27,28]. Данные осцилляции проводимости индуцированы спин-орбитальным взаимодействием Рашбы, которое приводит к возникновению ориентированного вдоль  $x$  эффективного поля, ответственного за прецессию спинов дырок. Кроме того, при малых значениях напряжения вертикального затвора наблюдается уменьшение проводимости на величину  $\sim e^2/h$ , что указывает на вклад спиновой интерференции в транспорт дырок в условиях слабой антилокализации [20]. Полученные зависимости свидетельствуют об определяющем вкладе краевых дырочных каналов в проводимость сэндвич-структуры (рис. 1 и 8). Причем значение проводимости при нулевом напряжении вертикального затвора обусловлено наличием  $p^+ - n$ -перехода, вследствие чего даже небольшого тянущего тока  $I_{ds} = 10\text{ nA}$  оказалось достаточно, чтобы индуцировать спиновую составляющую продольной проводимости при  $U_g = 0$ .

Поведение осцилляций дырочной проводимости показывает, что полученная структура действительно яв-

ляется структурой спинового транзистора, поскольку зарегистрированные зависимости ведут себя абсолютно симметрично при изменении знака напряжения на вертикальном затворе (рис. 10, *b*). Кроме того, величина амплитуды осцилляций проводимости в оптимальном диапазоне напряжения исток–сток строго соответствует значению  $\sim e^2/h$  (рис. 10, *b*). При увеличении напряжения исток–сток наблюдается тушение осцилляций проводимости, что является следствием разогрева двумерных дырок и соответствующего уменьшения времени их спин-решеточной релаксации.

Отличительной особенностью исследуемой сэндвич-структуры от широко изученных квантово-размерных структур в сверхпроводящих оболочках является отсутствие симметрии в поведении характеристик вертикального транспорта носителей тока вследствие наличия  $p^+ - n$ -перехода. В частности, в условиях обратного напряжения, приложенного с помощью вертикального затвора к  $p^+ - n$ -переходу, продольная проводимость на границе СКЯ–верхний  $\delta$ -барьер будет больше, чем в условиях прямого напряжения вследствие асимметрии структуры (рис. 1). Таким образом, обратное и прямое напряжения на вертикальном затворе будут способствовать накоплению дырок,двигающихся в противоположных направлениях, соответственно вблизи границы СКЯ–верхний  $\delta$ -барьер и СКЯ–нижний  $\delta$ -барьер. Причем разница в величине значений продольной проводимости при обратном и прямом напряжениях, приложенных к резкому  $p^+ - n$ -переходу, может быть настолько велика, что даже при нулевом смещении продольная проводимость отлична от нуля, и ее знак соответствует  $U_g < 0$ . В результате на каждой стороне сэндвич-структуры формируются два краевых канала, в которых дырки двигаются в противоположных направлениях (рис. 8). Кроме того, они имеют разную плотность и в силу спиновой зависимости андреевского отражения антипараллельную ориентацию спинов. В этом случае, если принять во внимание условие конструктивной квантовой интерференции, что носители тока на противоположных краях сэндвич-структуры также двигаются в противоположных направлениях и имеют антипараллельную ориентацию спинов, тогда при обратном и прямом смещении формируются разные петли продольной проводимости (рис. 8). Таким образом, возникают условия для наблюдения квантового спинового эффекта Холла [4]. Причем знак поперечной проводимости, обнаруженной при нулевом напряжении смещения,  $G_{xy}$  соответствует знаку продольной проводимости  $G_{xx}$  (рис. 9, *a* и *b*).

В энергетическом интервале сверхпроводящей щели спин-орбитальное взаимодействие Рашбы, по-видимому, также сглаживает амплитуду пиков многократного андреевского отражения в зависимости  $G_{xy}$  от напряжения вертикального затвора, как и в аналогичной зависимости  $G_{xx}$  (рис. 9, *a*). Однако неожиданный результат был получен при регистрации  $G_{xy}$  вне энергетического интервала сверхпроводящей щели. Обнаруженная в холловской геометрии квантовая лестница проводимости с амплитудой ступенек, равной  $e^2/h$ , демонстрирует их



**Рис. 11.** Пики многократного андреевского отражения, наблюдаемые в зависимости поперечной проводимости (а) и высоты ее квантовой лестницы (б) (рис. 10) в зависимости проводимости от напряжения сток–исток, приложенного к сэндвич-структуре  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ . Позиции пиков многократного андреевского отражения соответствуют выражению  $V_n = 2\Delta/ne$ , где  $n$  — номер пика,  $2\Delta$  — ширина сверхпроводящей щели.  $T = 298$  К.

взаимосвязанность с осцилляциями продольной проводимости в зависимости от напряжения вертикального затвора (рис. 10, а и б). Позиции пиков проводимости  $G_{xx}$  в энергетической шкале  $U_g$  соответствуют середине квантовых ступенек в квантовой лестнице  $G_{xy}$ . Данный результат объясняется в рамках модели классического спинового транзистора с учетом наличия краевых каналов, в которых реализуется баллистический режим спин-зависимого транспорта поляризованных дырок. Причем значения амплитуды ступенек,  $e^2/h$ , и предельной проводимости при  $U_g < 0$  и  $U_g > 0$ ,  $4e^2/h$ , подтверждают наличие спиновой поляризации дырок вне энергетического интервала сверхпроводящей щели, которая, по-видимому, обусловлена их обменным рассеянием на поляризованных триплетных центрах бора и (или) дополнительными условиями квантования вдоль плоскости СКЯ вследствие флуктуаций в распределении бора внутри  $\delta$ -барьеров. Интересно также отметить, что эффекты разогрева дырок в меньшей степени влияют на их спиновую поляризацию в условиях существования сверхпроводящей щели, что подтверждается соответ-

ствующими зависимостями  $G_{xx}$  и  $G_{xy}$ , которые, в частности, демонстрируют анизотропные свойства многократного андреевского отражения, возникающие вследствие тригональной ориентации дипольных центров бора в  $\delta$ -барьерах (рис. 11, а и б).

В заключение измерения туннельных ВАХ, температурных и полевых зависимостей статической магнитной восприимчивости и теплоемкости планарных сэндвич-структур  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}/p\text{-CdF}_2\text{-QW}/\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , полученных на поверхности кристалла  $n\text{-CdF}_2$ , позволили идентифицировать сверхпроводящие свойства  $\delta$ -барьеров  $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ , ограничивающих сверхузкую квантовую яму  $\text{CdF}_2$   $p$ -типа проводимости. Сравнительный анализ токовых ВАХ и ВАХ проводимости соответственно ниже и выше критической температуры сверхпроводящего перехода свидетельствует о взаимосвязанности квантования сверхтока и размерного квантования дырок в квантовой яме  $p\text{-CdF}_2$ . Причем регистрация джозефсоновского пика тока в позиции каждой дырочной подзоны сопровождается наличием спектра многократного андреевского отражения.

Показано, что в условиях многократного андреевского отражения и спин-зависимого обменного рассеяния на тригональных центрах бора, находящихся в возбужденном триплетном состоянии, возникает высокая степень спиновой поляризации дырок в краевых каналах по периметру квантовой ямы  $p\text{-CdF}_2$ . В свою очередь наличие высокой степени поляризации дырок в краевых каналах позволило обнаружить отличную от нуля проводимость при нулевом напряжении вертикального затвора в холловской геометрии эксперимента, которая свидетельствует о регистрации квантового спинового эффекта Холла.

Показано, что внутри энергетического интервала сверхпроводящей щели ВАХ спинового транзистора и квантового спинового эффекта Холла определяются спектром многократного андреевского отражения дырок, возникающим при изменении напряжения вертикального затвора. Вне интервала сверхпроводящей щели обнаруженная ВАХ квантового спинового эффекта Холла представляет собой квантовую лестницу проводимости с амплитудой ступенек, равной  $e^2/h$ , которая взаимосвязана с осцилляциями продольной проводимости в зависимости от напряжения вертикального затвора. Причем позиции пиков продольной проводимости в энергетической шкале вертикального затвора соответствуют середине квантовых ступенек в квантовой лестнице поперечной проводимости в холловской геометрии. Данный результат объясняется в рамках модели классического спинового транзистора в условиях спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы с учетом наличия краевых каналов, в которых реализуется баллистический режим спин-зависимого транспорта поляризованных дырок.

Данная работа поддержана в рамках программы фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовая физика конденсированных сред“ (проект 9.12), программы швейцарского национального научного фонда (SNSF) (grant IZ73Z0-127945/1).

## Список литературы

- [1] E.I. Rashba. J. Superconductivity, Incorporating Novel Magnetism, **16**, 599 (2003).
- [2] D.D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computations*(Springer-Verlag, Berlin, 2002).
- [3] 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, **43**, 85 (2009).
- [4] M. König, S. Wiedmann, C. Brune, A. Roth, H. Buhmann, L.W. Molenkamp, Q. Xiao-Liang, Z. Shou-Cheng. Science, **318**, 766 (2007).
- [5] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, А.С. Щеулин, А.И. Рыскин. ФТП, **39**, 557 (2005).
- [6] V.A. Orłowski, J.M. Langer. Acta Phys. Polon. A, **63**, 107 (1983).
- [7] C.W.J. Beenakker, H. van Houten. Phys. Rev. Lett., **66**, 3056 (1991).
- [8] T.M. Klapwijk. J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism, **17**, 593 (2004).
- [9] J.E. Xiang, A. Vidan, M. Tinkham, R.M. Westervelt, Ch. Lieber. Nature-Nanotechnology, **1**, 208 (2006).
- [10] P. Jarillo-Herrero, J.A. van Dam, L.P. Kouwenhoven. Nature, **439**, 953 (2006).
- [11] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, Г.А. Оганесян, Д.С. Полоскин. ФТП, **43**, 1496 (2009).
- [12] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.А. Кудрявцев, А.М. Маляренко, В.В. Романов. ФТП, **43**, 1481 (2009).
- [13] D.Y. Vodolazov, D.S. Golubov, F.M. Peeters, V.V. Moshchalkov. Phys. Rev. B, **76**, 134 505(2007).
- [14] C.C. de Souza Silva, J. van de Vondel, M. Morelle, V.V. Moshchalkov. Nature, **440**, 651 (2006).
- [15] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, A.S. Shcheulin, A.I. Ryskin. Proc. 6<sup>th</sup> Conf. Diffusion in Materials (DIMAT'2004) (Krakow, Poland, 2004) [Def. Dif. Forum, **237–240**], 1060 (2005).
- [16] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, G.A. Oganesyanyan, D.S. Poloskin, V.V. Romanov. Physica C, **468**, 840 (2008).
- [17] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. J. Phys.: Condens. Matter, **20**, 164 202 (2008).
- [18] N.T. Bagraev, V.K. Ivanov, L.E. Klyachkin, I.A. Shelykh. Phys. Rev. B, **70**, 155 315 (2004).
- [19] Н.Т. Баграев, О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, И.А. Шельх, А.И. Рыскин, А.С. Щеулин. ФТП, **43**, 82 (2009).
- [20] S. Datta, B. Das. Appl. Phys. Lett., **56**, 665 (1990).
- [21] M. Johnson, R.H. Silsbee. Phys. Rev. B, **37**, 5312 (1988).
- [22] R. Meservey, D. Paraskevopoulos, P.M. Tedrow. Phys. Rev. Lett., **37**, 858 (1976).
- [23] M.I. Dyakonov. Phys. Rev. Lett., **99**, 126 601 (2007).
- [24] A.G. Aronov, Y.B. Lyanda-Geller. Phys. Rev. Lett., **70**, 343 (1993).
- [25] W. Knap, C. Skierbiszewski, A. Zduniak, E. Litwin-Staszewska, D. Bertho, F. Kobbi, J.L. Robert, G.E. Pikus, F.G. Pikus, S.V. Iordanskii, V. Mosser, K. Zekentes, Yu.B. Lyanda-Geller. Phys. Rev. B, **53**, 3912 (1996).
- [26] Й. Имри. Введение в мезоскопическую физику (М., Физматлит, 2002).
- [27] I.A. Shelykh, N.T. Bagraev, N.G. Galkin, L.E. Klyachkin. Phys. Rev. B, **71**, 113 311 (2005).
- [28] I.A. Shelykh, N.G. Galkin, N.T. Bagraev. Phys. Rev. B, **72**, 235 316 (2005).

Редактор Л.В. Беляков

## Quantum spin hall effect in CdF<sub>2</sub> nanostructures

N.T. Bagraev<sup>1</sup>, O.N. Guimbitskaya<sup>2</sup>, L.E. Klyachkin<sup>1</sup>, A.A. Koudryavtsev<sup>1</sup>, A.M. Malyarenko<sup>1</sup>, V.V. Romanov<sup>2</sup>, A.I. Ryskin<sup>3</sup>, A.S. Shcheulin<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Ioffe Physicotechnical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

<sup>2</sup> St. Petersburg State Polytechnical University, 194251 St. Petersburg, Russia

<sup>3</sup> St. Petersburg University of Information Technologies, Mechanics and Optics, 197101 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Tunneling CV characteristics, temperature and magnetic field dependences of magnetic susceptibility and specific heat of the CdB<sub>x</sub>F<sub>2-x</sub>/p-CdF<sub>2</sub>-QW/CdB<sub>x</sub>F<sub>2-x</sub> planar sandwich structures prepared on the surface of the *n*-type CdF<sub>2</sub> crystal are studied to identify the superconductor properties for the CdB<sub>x</sub>F<sub>2-x</sub>  $\delta$ -barriers confining the ultra-narrow *p*-type CdF<sub>2</sub> quantum well. The comparable analysis of the CV characteristics and the conductance-voltage dependences measured respectively at the temperature values below and above the critical superconductor temperature is evidence of the interplay between the quantization of the supercurrent and the low-dimensional quantization of the 2D holes in the ultra-narrow *p*-type CdF<sub>2</sub> quantum well, with the registration of the Josephson peak in each subband of the 2D holes accompanied by the multiple Andreev reflection (MAR) spectrum. High degree of the spin hole polarization in the edge channels of the ultra-narrow *p*-type CdF<sub>2</sub> quantum well which results from the MAR processes allows the identification of the quantum spin Hall effect CV characteristics that demonstrates the non-zero conductance at the zero value of the top gate voltage within frameworks of the Hall geometry measurements. The CV characteristics of the spin transistor effect and the quantum spin Hall effect in the superconductor gap energy range represent the MAR spectrum of holes created by varying the top gate voltage, whereas the CV characteristics of the quantum spin Hall effect being outside the scope of the superconductor gap energy range is the quantum conductance staircase with the step amplitude value of  $e^2/h$  that is interrelated with Aharonov-Casher conductance oscillations which reveal the spin transistor effect.