

Спиновый транзистор на основе наноструктур фторида кадмия

© Н.Т. Баграев[¶], О.Н. Гимбицкая, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко,
И.А. Шелых, А.И. Рыскин,* А.С. Щеулин*

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

* Государственное образовательное учреждение профессионального образования

„Санкт-Петербургский государственный университет информационных технологий, механики и оптики“,
197101 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 8 июля 2008 г. Принята к печати 10 июля 2008 г.)

Планарные сэндвич-структуры $\text{CdV}_x\text{F}_{2-x} - p\text{-CdF}_2 - \text{CdV}_x\text{F}_{2-x}$ на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$ исследуются с целью регистрации эффекта спинового транзистора при комнатной температуре. ВАХ сверхмелких $p^+ - n$ -переходов демонстрируют запрещенную зону CdF_2 , 7.8 эВ, и спектр двумерных дырочных подзон в квантовой яме $p\text{-CdF}_2$. Полученные результаты указывают на важную роль двумерных дырочных подзон в формировании „эффекта близости“, который возникает вследствие андреевского отражения в сэндвич-структурах — узких квантовых ямах, ограниченных сверхпроводящими барьерами. Резонансное поведение продольной эдс в слабом магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$, свидетельствует о высокой степени спиновой поляризации двумерных дырок. Исследование зависимостей проводимости двумерного газа дырок от величины и ориентации магнитного поля, перпендикулярного плоскости квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$, позволило обнаружить точки антипересечения зеемановских подуровней основного синглетного состояния, а также возбужденного триплетного состояния дипольных центров бора, ответственных за спиновую поляризацию двумерных дырок в краевых каналах по периметру квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$. Высокая степень спиновой поляризации двумерных дырок в краевых каналах по периметру квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$ идентифицирует механизм ВАХ спинового транзистора, обнаруженных в зависимости от напряжения затвора, управляющего величиной спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы.

PACS: 73.50.-h, 73.23.Ad

1. Введение

Создание широкозонных полупроводниковых материалов и гетероструктур, обеспечивающих получение излучателей и фотоприемников в широком диапазоне длин волн ультрафиолетовой и видимой областей спектра, а также быстродействующих логических элементов вычислительной техники и дисплеев нового поколения является важным направлением полупроводниковой нано- и оптоэлектроники. Перспективным широкозонным полупроводником для этих целей является фторид кадмия (CdF_2), ширина запрещенной зоны которого, 7.8 эВ, в 1.5 раза больше, чем у алмаза. Тем не менее, несмотря на простоту и воспроизводимость технологии, кристаллический CdF_2 до недавнего времени оставался вне поля зрения физики полупроводников из-за монополярного характера проводимости (n -типа) [1–3].

Впервые это ограничение было преодолено путем диффузии бора, которая позволила получить сверхмелкие $p^+ - n$ -переходы на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$ [4]. Диффузия бора использовалась также для получения гетероструктур $p^+ - \text{Si} - n\text{-CdF}_2$ в условиях осаждения поликремния из газовой фазы на поверхность кристалла $n\text{-CdF}_2$, чему благоприятствует совпадение постоянных решеток (5.43 Å — Si, 5.46 Å — CdF_2) и электронного сродства (4 эВ — Si, CdF_2) кремния и фторида кадмия [4,5]. Прямые ветви ВАХ полученных $p^+ - n$ -переходов и гетеропереходов $p^+ - \text{Si} - n\text{-CdF}_2$

выявляют запрещенную зону CdF_2 , 7.8 эВ. В свою очередь исследование проводимости вдоль плоскости $p^+ - n$ -переходов идентифицировало наличие квантовой ямы p -типа проводимости, содержащей двумерный вырожденный газ дырок с высокой подвижностью. Кроме того, изучение прямых ветвей ВАХ $p^+ - n$ -переходов и гетеропереходов $p^+ - \text{Si} - n\text{-CdF}_2$ сделало возможным идентификацию строения валентной зоны кристаллов фторида кадмия, которое, по-видимому, проявляется в результате баллистического транспорта дырок, инжектируемых в объем $n\text{-CdF}_2$. Наблюдаемая ВАХ высокого разрешения находится в хорошем согласии с данными строения валентной зоны CdF_2 , полученными с помощью методов оптической и фотоэлектронной спектроскопии [6]. Таким образом, низкоразмерные структуры на основе фторида кадмия демонстрируют характеристики, которые делают 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 [7].

Модуляция тока в структуре спинового транзистора возникает вследствие квантовых интерференционных эффектов, а именно из-за спиновой прецессии, обусловленной спин-орбитальным взаимодействием (COB) в сверхузкой квантовой яме, которая является основным элементом полевого транзистора, в то время как магнитные контакты, играющие роль истока и стока,

[¶] E-mail: Bagraev@mail.ioffe.ru

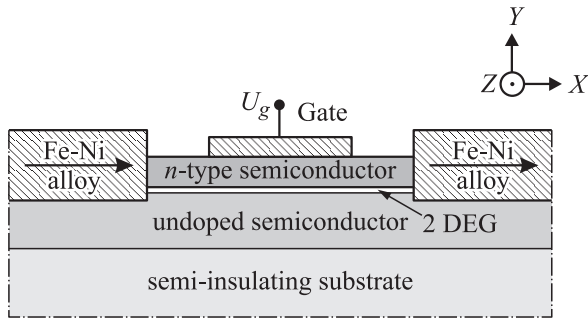


Рис. 1. Схема интерференционного спинового транзистора.

используются предпочтительно для инжекции и детектирования определенных спиновых ориентаций (рис. 1) [7]. В структуре спинового транзистора исток и сток, являющиеся также поляризатором и анализатором, могут быть изготовлены из ферромагнетика, например железа. На уровне Ферми в таких материалах плотность состояний электрона с одной ориентацией спина значительно превышает плотность состояний с другой ориентацией спина, таким образом, что контакт предпочтительно инжектирует и детектирует электроны с определенным направлением спина. Спиновая поляризация тока, достигающая в этом случае $\sim 50\%$, была экспериментально продемонстрирована с помощью контактов, изготовленных из пермаллоя (магнитомягкий сплав Ni с Fe) [8,9]. Контакт, намагниченный в направлении x , предпочтительно излучает и детектирует электроны, поляризованные по спину вдоль положительной оси x , которая представляется как линейная комбинация положительно z -поляризованных и отрицательно z -поляризованных электронов (рис. 1).

По аналогии с электрооптическим материалом, дифференциальный фазовый сдвиг, вносимый между $+z$ -поляризованными и $-z$ -поляризованными электронами, может контролироваться напряжением на вертикальном затворе полевого транзистора, которое управляет величиной СОВ в квантовой яме [7]. Предполагается, что доминирующим механизмом спинового энергетического расщепления между электронами со спинами вверх и вниз в нулевом магнитном поле является терм Бычкова–Рашбы [10,11], учтенный в гамильтониане эффективной массы [7]:

$$H_R = \alpha(\sigma_z k_x - \sigma_x k_z), \quad (1)$$

где α — параметр СОВ Рашбы, который в зависимости от типа проводимости квантовой ямы определяется характеристиками зоны проводимости или валентной зоны [10–14]. Этот терм является следствием наличия электрического поля, перпендикулярного плоскости квантовой ямы (рис. 1) или границе раздела одиночного гетероперехода [7,10]. Другие механизмы, например обусловленные влиянием центра инверсии, также способствуют спиновому расщеплению в нулевом поле [12]. Однако если квантовая яма сформирована внутри p – n -перехода, то их вклад в величину СОВ

значительно меньше, чем терм Рашбы [12,15–17]. Легко видеть, что терм Рашбы приводит к тому, что $+z$ - и $-z$ -поляризованные электроны имеют одинаковую энергию и различные волновые вектора k_1 и k_2 . Причем если рассматривать электрон, перемещающийся в направлении x с $k_z = 0$ и $k_x \neq 0$, то терм Рашбы H_R равен $\alpha\sigma_z k_x$, что увеличивает энергию z -поляризованных электронов на αk_x и соответственно уменьшает энергию $-z$ -поляризованных электронов на эту же величину. Аналогичное изменение энергии может быть достигнуто, если бы электрон находился в магнитном поле B_z , пропорциональном k_x ($\alpha k_x \propto \mu_B B_z$, где μ_B — магнетон Бора).

Данная разница в энергиях для $+z$ -поляризованных и $-z$ -поляризованных электронов может привести, при условии их транспорта вдоль направления x , к дифференциальному фазовому сдвигу, $\Delta\theta$, пропорциональному параметру СОВ Бычкова–Рашбы, величина которого может варьироваться с помощью напряжения вертикального затвора (рис. 1):

$$E(+z \text{ pol.}) = \hbar^2 k_{x1}^2 / 2m^* - \alpha k_{x1}, \quad (2)$$

$$E(-z \text{ pol.}) = \hbar^2 k_{x2}^2 / 2m^* + \alpha k_{x2}. \quad (3)$$

$$\Delta\theta = (k_{x1} - k_{x2})L = 2m^* \alpha L / \hbar^2. \quad (4)$$

Таким образом, в рамках описанной структуры полевого транзистора может возникать модуляция тока вследствие спиновой прецессии в условиях СОВ, тем самым идентифицируя операции спинового транзистора в зависимости от напряжения вертикального затвора [7,18]. Однако обнаружение подобной модуляции не может однозначно свидетельствовать об экспериментальной реализации одной из версий спинового транзистора, если в используемом интервале напряжения затвора изменяются плотность и (или) подвижность двумерных носителей тока. В последнем случае модуляция тока двумерных носителей может быть следствием их спинозависимой рекомбинации или спинозависимого рассеяния на примесях и структурных дефектах.

Кроме того, операции спинового транзистора могут быть реализованы в геометрии колец Ааронова–Бома [11,19,20], в рамках которой вертикальный затвор управляет спиновой интерференцией, как это показано в экспериментах по изучению слабой антилокализации [12,15,16] и спинозависимого транспорта в двухтерминальных [21–23] и трехтерминальных [17,24,25] кольцах. Определенным преимуществом кольцевых систем при измерении транспортных характеристик, обусловленных спиновой прецессией, является отсутствие в них поляризатора и анализатора. Однако и в этом случае модуляция проводимости одномерного кольца в зависимости от напряжения вертикального затвора крайне редко регистрировалась в отсутствие изменений в плотности и подвижности двумерных носителей тока [17,25].

Поэтому для наблюдения эффекта спинового транзистора, по-видимому, целесообразно использовать узкие

квантовые ямы p -типа проводимости. С одной стороны, значительный энергетический зазор между уровнями размерного квантования обеспечивает относительно небольшие изменения в плотности и подвижности двумерных дырок при изменении напряжения вертикального затвора, а с другой — в сверхузких квантовых ямах могут возникнуть условия для их спонтанной спиновой поляризации [26,27]. Это позволит исследовать процессы спиновой интерференции с помощью обычных контактов исток–сток без выполнения ими функций поляризатора и анализатора.

Вышесказанное определяет цель настоящей работы, которая заключалась в экспериментальной реализации структуры спинового транзистора в условиях управления величиной СОВ в процессе фазово-когерентного транспорта дырок в квантовых ямах p -типа проводимости, полученных на поверхности кристалла n -CdF₂.

2. Эксперимент

2.1. Получение и идентификация p^+ – n -переходов на основе n -CdF₂

Сверхмелкие p^+ – n -переходы на поверхности кристалла n -CdF₂ толщиной 1.0 мм были получены в рамках холловской геометрии путем легирования бором из газовой фазы (рис. 2). Так как кристаллы CdF₂ представляют собой широкозонные изоляторы, для реализации электронного типа проводимости используется их предварительное легирование примесями III группы, например иттрием, галлием или индием, и последовательное термохимическое окрашивание [28]. Следует отметить, что введение примесей III группы не является достаточным для получения проводимости n -типа, так как мелкие доноры компенсируются избыточными межузельными атомами фтора. Поэтому последующая термохимическая обработка в восстановительной атмосфере паров ме-

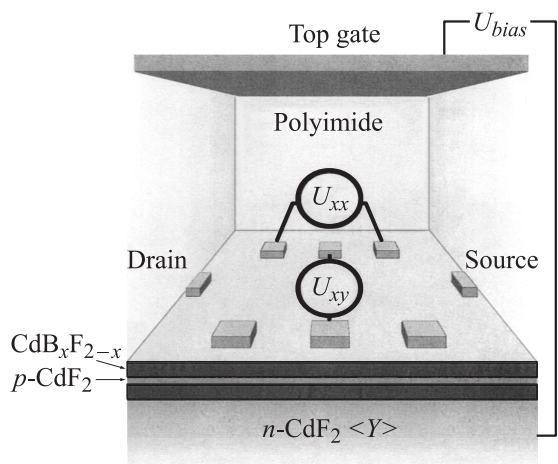


Рис. 2. Геометрия холловских измерений квазидвумерного газа дырок в плоскости квантовой ямы p -CdF₂, ограниченной δ -барьерами CdB_xF_{2-x} на поверхности кристалла n -CdF₂.

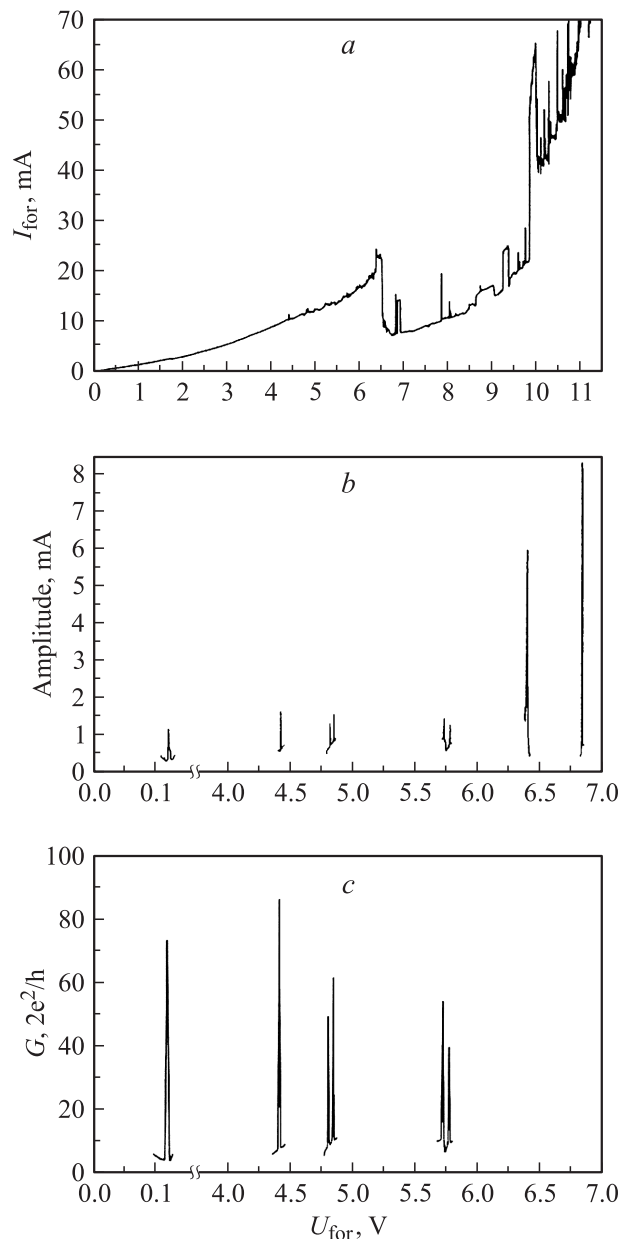


Рис. 3. *a* — прямые ветви ВАХ p – n -перехода, CdB_xF_{2-x}– p -CdF₂–CdB_xF_{2-x}– n -CdF₂, демонстрирующие структуру валентной зоны кристаллов CdF₂. *b* и *c* — спектры туннельного тока и проводимости, зарегистрированные соответственно при $T = 298$ и 345 К.

талла или водорода необходима для их удаления, что находит отражение в окрашивании кристалла вследствие возникновения локальных донорных уровней в запрещенной зоне CdF₂ [4,28].

Одним из оптимальных путей получения дырочной проводимости кристаллов фторида кадмия, по-видимому, является замена фтора в узле решетки бором, что в данной работе осуществлялось с помощью диффузии бора из газовой фазы. Следует отметить, что в процессе легирования бором наблюдалось частичное обесцвечивание кристалла n -CdF₂, сопровождающееся

его переходом в полуизолирующий режим. Поэтому для восстановления n -типа проводимости в объеме кристалла CdF_2 , предварительно легированного иттрием в концентрации 0.15%, применялось дополнительное термохимическое окрашивание, следующее за процессом газозафазного легирования.

Холловские контакты на легированной бором поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$ формировались путем напыления золота. Исследование ВАХ позволило идентифицировать формирование омических контактов, которые характеризуются практически полным отсутствием поверхностного барьера. Контакты к обратной поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$ были получены в процессе низкотемпературного газозафазного осаждения силицида иттербия. Кроме того, планарные p^+ - n -переходы были снабжены вертикальными затворами для измерения прямой и обратной ВАХ, а также для туннельной спектроскопии дырочных подзон размерного квантования в сверхмелкой p^+ -области и варьирования величиной спин-орбитального взаимодействия в процессе транспорта двумерных дырок ее в плоскости (рис. 2).

Получение p^+ - n -переходов на поверхности CdF_2 было идентифицировано с помощью вольт-амперных характеристик (рис. 3, *a*). Прямая ветвь ВАХ выявляет наличие запрещенной зоны CdF_2 , 7.8 эВ, которое определяет формирование p^+ - n -перехода.

Стабильность электрических характеристик полученных p^+ - n -переходов исследовалась в зависимости от температуры и длительности процесса газозафазного легирования и осаждения, а также от состава атмосферы: вакуум, аргон, азот. Было обнаружено, что сильное термохимическое окрашивание $n\text{-CdF}_2$ приводит к наименьшему значению тока утечки полученных структур по сравнению со слабым окрашиванием.

2.2. Идентификация строения валентной зоны в кристалле $n\text{-CdF}_2$ и дырочных подзон в квантовой яме на его поверхности

Прямые ветви ВАХ высокого разрешения проявляют не только запрещенную зону CdF_2 (7.8 эВ), но и энергетическое строение валентной зоны фторида кадмия. Полученные результаты согласуются как с расчетами энергетического строения валентной зоны фторида кадмия [3], так и с экспериментальными данными определения плотности состояний в этой зоне, полученными методом оптической и фотоэлектронной спектроскопии [6]. В частности, экситонный пик и прямые переходы $\Gamma_{15}-\Gamma_1$ и $\Gamma_{25'}-\Gamma_1$ проявляются соответственно при 7.87, 8.5 и 9.98 эВ, тогда как $X_5-\Gamma_1$ — при 8.05 эВ (рис. 3, *a*). Следует отметить, что реализация туннельной спектроскопии валентной зоны фторида кадмия стала возможной благодаря баллистическому транспорту инжектируемых дырок вследствие формирования квазиодномерных флуктуаций $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$, проникающих из легированной поверхности в объем $n\text{-CdF}_2$ [5].

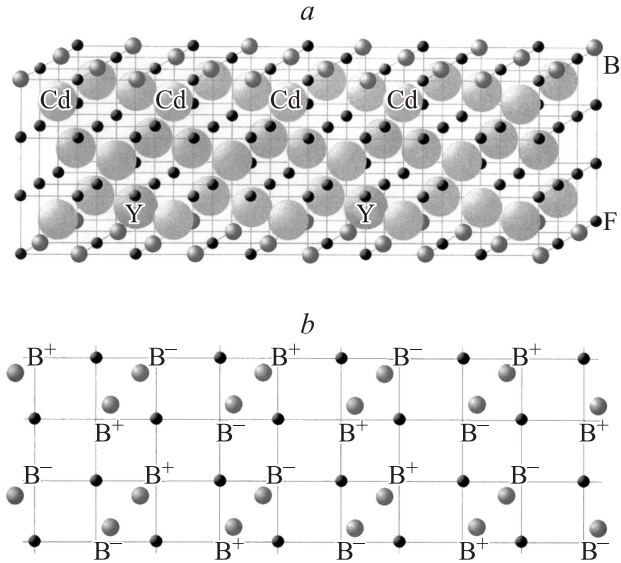


Рис. 4. *a* — сэндвич-структура $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}\text{-}p\text{-CdF}_2\text{-CdB}_x\text{F}_{2-x}$, *b* — реконструкция центров замещения бора, сопровождающаяся формированием дипольных центров с отрицательной корреляционной энергией.

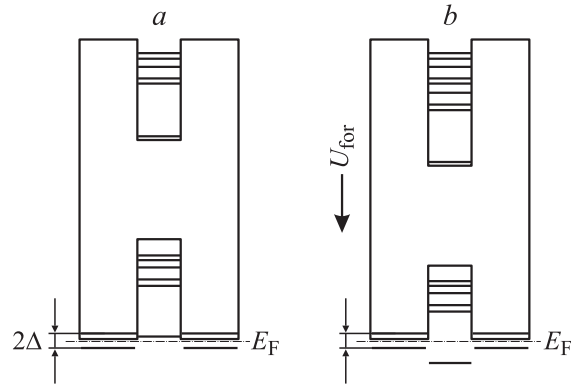


Рис. 5. Одноэлектронная зонная схема квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$, при *a* — нулевом и *b* — прямом напряжении смещения.

Предварительные исследования ВАХ и температурных зависимостей сопротивления в плоскости p^+ -слоев свидетельствовали о наличии квазидвумерного газа дырок [4,5]. Эти результаты показывают, что p^+ -слои проявляют свойства сверхузких квантовых ям CdF_2 p -типа проводимости, которые ограничены δ -барьерами $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ (рис. 4, *a* и 5, *a*). На важную роль прямой ветви ВАХ в идентификации характеристик квантовой ямы указывает участок отрицательного дифференциального сопротивления (рис. 3, *a*), который обусловлен уменьшением вероятности туннелирования дырок из квантовой ямы CdF_2 p -типа в зону проводимости $n\text{-CdF}_2$ при увеличении прямого напряжения. Данный вывод подтверждается зарегистрирован-

ным изменением формы ВАХ при уменьшении температуры, которая демонстрирует подавление отрицательного дифференциального сопротивления вследствие вымораживания электронов на донорных уровнях в $n\text{-CdF}_2$ [4,5].

Значительная протяженность ВАХ до участка отрицательного дифференциального сопротивления, во-первых, указывает на соответствие глубины квантовой ямы энергетическому строению валентной зоны CdF_2 , а во-вторых, позволяет провести детальное исследование спектра подзон двумерных дырок (рис. 3, *b*, 3, *c* и 5, *b*). С этой целью были измерены ВАХ высокого разрешения тока и проводимости при двух значениях температуры, которые не только определили энергетические позиции дырочных подзон в квантовой яме CdF_2 p -типа (рис. 5, *a*), но и принесли неожиданный результат: частное от деления амплитуды каждого пика тока, измеренного при 298 К, на соответствующую ему амплитуду пика проводимости, измеренной при 345 К, оказалось равным одной и той же величине — $\pi\Delta/e$ (где $\Delta = 51.03$ мэВ). Причем величины амплитуд этих пиков тока и проводимости оказались равными $I = 86(2\pi e\Delta/h)$ и $G = 86(2e^2/h)$ соответственно.

Полученные результаты указывают на важную роль двумерных дырочных подзон в формировании „эффекта близости“, который возникает вследствие андреевского отражения в так называемых сэндвич-структурах — узких квантовых ямах, ограниченных сверхпроводящими барьерами [29–31]. В рамках „эффекта близости“ пики сверхтока I_c ($T < T_c$, где T_c — температура перехода в сверхпроводящее состояние) определяются энергетическим спектром двумерных дырок и взаимосвязаны с величиной соответствующих максимумов проводимости сэндвич-структуры в нормальном состоянии G_N ($T > T_c$) путем отмеченного выше фундаментального соотношения: $I_c/G_N = \pi\Delta/e$ [32]. Таким образом, δ -барьеры $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$, ограничивающие сверхузкую квантовую яму CdF_2 p -типа проводимости, по-видимому, являются высокотемпературными сверхпроводниками с очень высоким значением T_c (> 300 К). Поэтому в экспериментальной структуре формируется система параллельных джозефсоновских переходов, количество которых (86) определяет величину пиков сверхтока и проводимости в сверхпроводящем и нормальном состоянии δ -барьеров, возникающих каждый раз, когда одна из двумерных подзон совпадает с уровнем Ферми при изменении прямого напряжения (рис. 5, *b*).

Предложенный механизм взаимосвязанности спектральных зависимостей сверхтока и энергетическими позициями двумерных подзон подтверждается измерениями величины сверхпроводящей щели с помощью туннельных ВАХ (рис. 6). Причем полученное значение, 2Δ , согласуется с величиной, следующей из вышеприведенной оценки амплитуды сверхтока, и соответствует значению $T_c = 336$ К ($2\Delta = 3.52k \cdot T_c$) в температурном интервале перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное (рис. 3, *b* и 3, *c*). Следует отметить, что

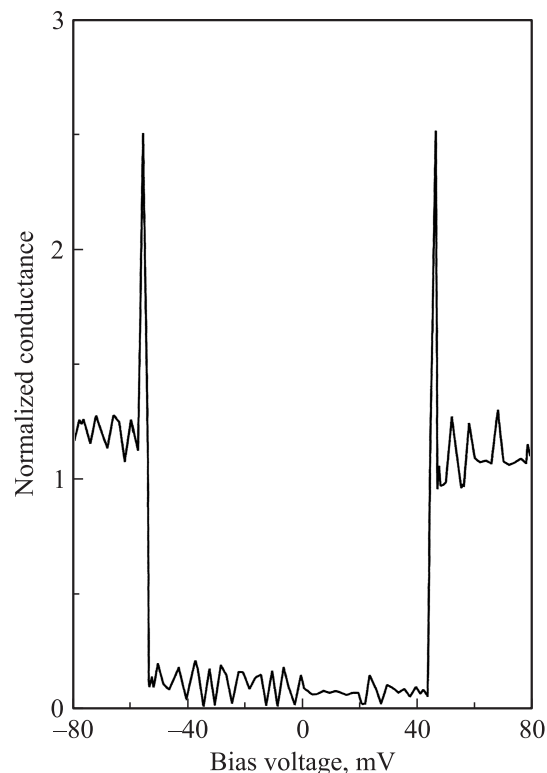


Рис. 6. ВАХ проводимости ($T = 298$ К), демонстрирующая сверхпроводящую щель в δ -барьерах $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$.

высокая температура перехода δ -барьеров в сверхпроводящее состояние, по-видимому, обусловлена поведением бора, замещающего фтор в решетке CdF_2 (рис. 4, *a*), который, как и в подобных сэндвич-структурах на основе кремния, Si:B-p-Si-Si:B , формирует реконструированные дипольные центры (рис. 4, *b*) [17,33]. Причем туннелирование дырок через эти дипольные центры с отрицательной корреляционной энергией способно значительно увеличить T_c в рамках различных биполярных механизмов сверхпроводимости [33–36].

Одним из важных преимуществ использования планарных сэндвич-структур для изучения спинозависимого транспорта носителей в плоскости квантовой ямы является наличие краевых проводящих каналов, которые возникают вследствие подавления сверхпроводящих свойств по периметру δ -барьеров. Поэтому свободные носители, по-видимому, практически отсутствуют в плоскости квантовой ямы, будучи вовлеченными в механизм возникновения сверхпроводимости в δ -барьерах, и только по ее периметру процессы андреевского отражения могут способствовать их продольному транспорту [37]. В этих условиях можно ожидать значительной спиновой поляризации носителей тока как по причине спинозависимости андреевского отражения, определяемой ориентацией дипольных центров бора (рис. 5, *b*), так и в результате их спонтанной спиновой поляризации [38].

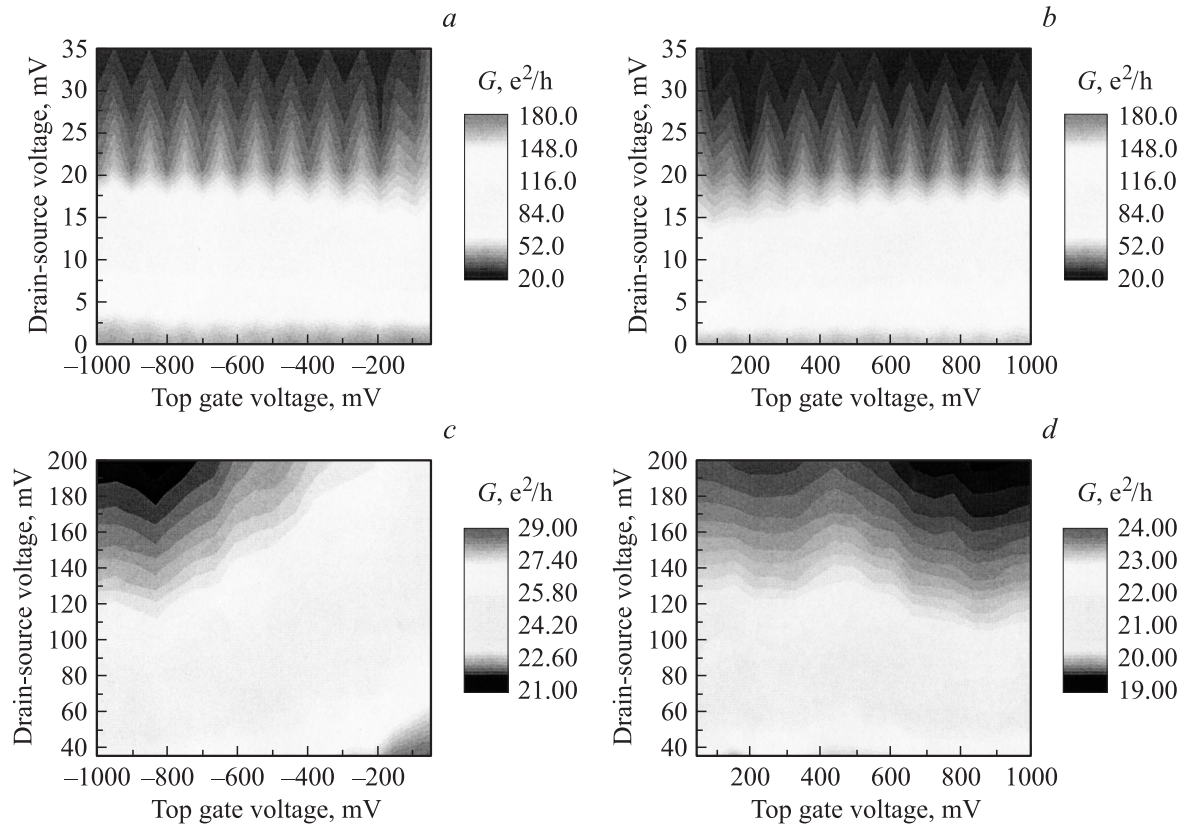


Рис. 7. Диаграммы осцилляций проводимости дырок в нулевом магнитном поле в структуре спинового транзистора на основе квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$, ограниченной δ -барьерами $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$, в зависимости от напряжения на затворе, управляющего величиной спин-орбитального взаимодействия Бычкова-Рашбы, и напряжения исток-сток (*a* и *b*). Тушение осцилляций проводимости в нулевом магнитном поле при увеличении напряжения исток-сток (*c* и *d*). $T = 300$ К.

3. Характеристики спинового транзистора на основе планарного $p^+ - n$ -перехода на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$

Как отмечено выше, ВАХ экспериментальной структуры спинового транзистора, изготовленной в рамках холловской геометрии, представляет собой зависимость продольной компоненты проводимости квантовой ямы от величины напряжения на вертикальном затворе (рис. 2), которое управляет не только количеством дырок в квантовой яме, но и величиной спин-орбитального взаимодействия Бычкова-Рашбы. Поэтому в процессе измерений целесообразно использовать различные пары контактов, чтобы нивелировать влияние различных неоднородностей на распределение электрического поля в плоскости квантовой ямы, а также флуктуаций концентрации дырок из-за краевых эффектов на вертикальном затворе.

Результаты исследований электрических свойств изучаемых структур спинового транзистора представлены в предыдущих параграфах данной главы. Полученные результаты исследований планарных сэндвич-структур $\text{CdB}_x\text{F}_{2-x} - p\text{-CdF}_2 - \text{CdB}_x\text{F}_{2-x}$ на поверхности кристал-

ла $n\text{-CdF}_2$ показали наличие баллистических свойств двумерного дырочного газа в плоскости квантовой ямы. Причем энергетический спектр двумерных дырочных подзон позволяет наблюдать баллистические эффекты проводимости при высоких температурах вследствие узости квантовой ямы, что подтверждается, например, регистрацией квантовой лестницы проводимости при комнатной температуре [39]. Кроме того, были обнаружены баллистические квазиоднородные каналы проводимости, проникающие из квантовой ямы в объем кристалла $n\text{-CdF}_2$ [39]. Исследования проводимости этих каналов показали, что основных результатов по наблюдению осцилляций проводимости в плоскости квантовой ямы, которые обусловлены изменениями величины спин-орбитального взаимодействия, следует ожидать при малых значениях напряжения на вертикальном затворе, поскольку как увеличение, так и уменьшение концентрации двумерных дырок могут способствовать тушению проводимости или ее осцилляциям вследствие изменений фермиевского волнового вектора.

Экспериментальные зависимости осцилляций дырочной проводимости в плоскости квантовой ямы на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$, возникающие при изменении напряжения на вертикальном затворе (рис. 2), представлены на рис. 7. Данные осцилляции показыва-

ют, что полученная структура действительно является структурой спинового транзистора, поскольку зарегистрированные зависимости ведут себя абсолютно симметрично при изменении знака напряжения на вертикальном затворе (рис. 7, *a* и 7, *b*). Кроме того, величина амплитуды осцилляций проводимости в оптимальном диапазоне напряжения исток–сток строго соответствует значению $\sim e^2/h$. При увеличении напряжения исток–сток наблюдается тушение осцилляций проводимости, а также асимметрия в поведении ее зависимостей при изменении знака напряжения на вертикальном затворе (рис. 7, *c* и 7, *d*), что является следствием разогрева двумерных дырок и соответствующего уменьшения времени их спин-решеточной релаксации.

Как было показано выше, период осцилляций продольной проводимости в условиях стабилизированного тока исток–сток определяется фазовым сдвигом, который зависит от эффективного магнитного поля, возникающего вследствие спин-орбитального взаимодействия Рашбы в квантовой яме [17–19]:

$$\mathbf{v}_{\text{eff}} = \frac{\alpha}{g_{\text{ВМВ}}} [k \times e_z], \quad (5)$$

где α — параметр спин-орбитального взаимодействия Рашбы, который в случае квантовой ямы *p*-типа проводимости определяется характеристиками валентной зоны [13,14]:

$$\alpha_{hh} = -3\beta_{hh} \langle k_r^2 \rangle E_z, \quad (6)$$

где

$$\beta_{hh} = a(\gamma_2 + \gamma_3)\gamma_3 \left[\frac{1}{\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_1^{lh}} \left(\frac{1}{\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{lh}} - \frac{1}{\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{hh}} \right) + \frac{1}{(\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{lh})(\varepsilon_1^{hh} - \varepsilon_2^{hh})} \right] \frac{e\hbar^4}{m_{\text{eff}}^2}, \quad (7)$$

здесь l является характерной длиной, связывающей напряжение вертикального затвора, V_g , и электрическое поле, $V_g = E_z l$, которая определяется толщиной кристалла CdF_2 *n*-типа, на поверхности которой находится квантовая яма *p*- CdF_2 , ограниченная δ -барьерами $\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}$: $l = 1000$ мкм; $\langle k_r \rangle$ — среднее значение площади волнового вектора в плоскости, перпендикулярной квантовой яме, $\langle k_r^2 \rangle \approx \pi^2/d^2$; d — ширина квантовой ямы, $d = 2$ нм; $a = \frac{64}{9\pi^2} \approx 0.7$ [14]; γ_2, γ_3 — параметры Латтинджера. $\varepsilon_{1,2}^{lh, hh}$ соответствуют энергиям легкой и тяжелой дырок в квантовой яме *p*- CdF_2 ; нижний индекс показывает номер подзоны, а верхний указывает на тяжелую или легкую дырку. Приведенные выше данные энергетического спектра сверхтока и проводимости позволили определить позиции этих подзон в исследованной структуре: $\varepsilon_1^{hh} = 920$ мэВ, $\varepsilon_1^{lh} = 1414$ мэВ, $\varepsilon_2^{hh} = 2040$ мэВ, $\varepsilon_2^{lh} = 2969$ мэВ.

Осцилляции проводимости в зависимости от напряжения вертикального затвора, демонстрирующие спиновый транзисторный эффект, описываются с помощью

соотношений, полученных при условии эффективного обратного рассеяния на точечных контактах [19,20]:

$$G = 2 \frac{e^2}{h} (1 - |B|^2), \quad (8)$$

$$B(\alpha, E, \Phi)$$

$$= \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi m \alpha a}{\hbar^2} + \frac{e\Phi}{2\hbar c} \right)}{1 - \exp \left(2\pi i a \sqrt{\left(\frac{m}{\hbar^2} \right) \left(\frac{m \alpha^2}{\hbar^2} + 2E \right)} \right) \cos^2 \left(\frac{\pi m \alpha a}{\hbar^2} + \frac{e\Phi}{2\hbar c} \right)}. \quad (9)$$

Значение параметра a определяется геометрией контактов и размерами приборной структуры. В случае исследуемой квантовой ямы, ограниченной сверхпроводящими δ -барьерами (рис. 2), $a = (a_{xx} \cdot a_{xy})^{1/2}$, где a_{xx} и a_{xy} — расстояние между контактами при измерении продольного, U_{xx} , и холловского, U_{xy} , напряжений; $a_{xx} = 2$ мм, $a_{xy} = 200$ мкм. Данные зависимости с большей точностью описывают осцилляции проводимости при варьировании величиной как напряжения вертикального затвора, так и внешнего магнитного поля ($\Phi = BS$), чем при использовании более упрощенного соотношения [21]

$$G = \frac{e^2}{h} \left[1 + \cos \left(2\pi a \frac{\alpha m}{\hbar^2} \right) \right]. \quad (10)$$

Следует отметить, что важным критерием, во многом объясняющим экспериментальную реализацию операций интерференционного спинового транзистора при комнатной температуре, является оценка величины эффективной массы тяжелой дырки из величины периода осцилляций проводимости от напряжения вертикального затвора [13,14]:

$$\Delta V_g \approx \frac{\hbar^2 d^2 l}{3\pi^2 a m_{\text{eff}} \beta_{hh}}. \quad (11)$$

Соотношение (11) позволило определить величину эффективной массы тяжелой дырки на основании измеренного периода осцилляций проводимости (рис. 7, *a* и *b*), $3.44 \cdot 10^{-4} m_0$, низкое значение которой является важной основой для обнаружения спинозависимого транспорта при высоких температурах и проводит параллель между свойствами сэндвич-структур и графена [40].

Таким образом, в области значений напряжения вертикального затвора, превышающих величину сверхпроводящей щели, когерентное туннелирование практически подавлено, и продольный транспорт двумерных дырок с высокой степенью спиновой поляризации позволяет наблюдать спиновый транзисторный эффект, который проявляется в виде соответствующих осцилляций проводимости Ааронова–Кашера с амплитудой порядка e^2/h . Тем не менее механизм спиновой поляризации двумерных дырок требует специального изучения, поскольку, как отмечено выше, эффект спинового транзистора был

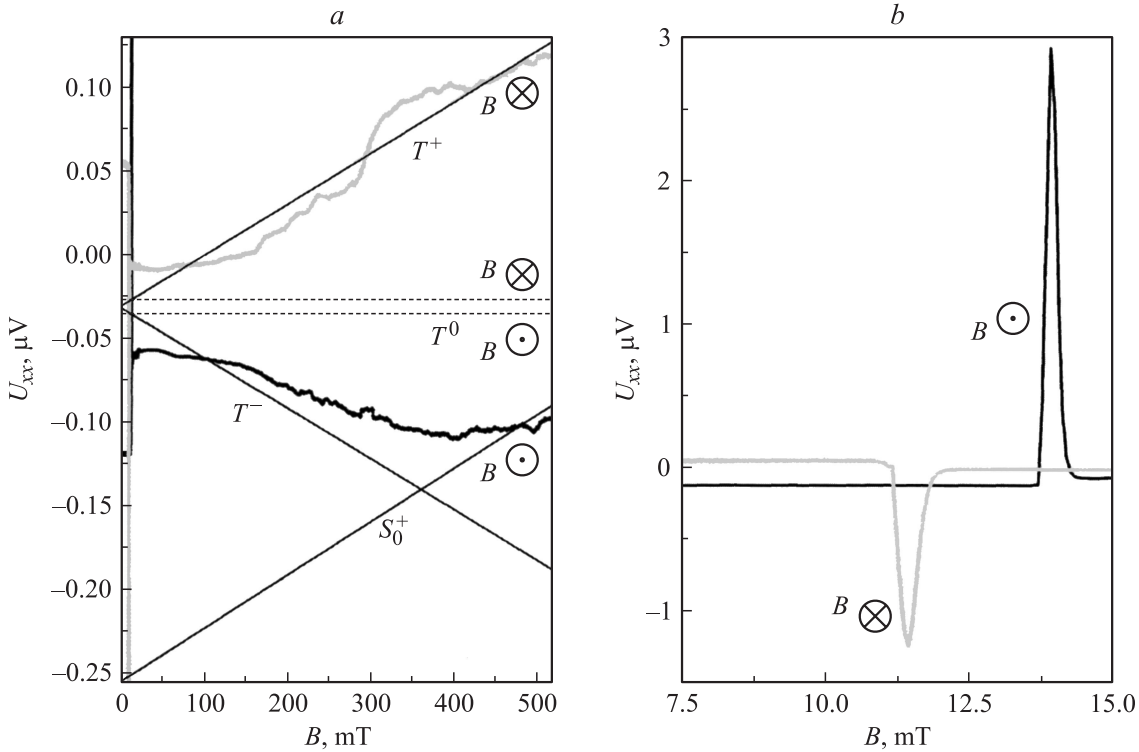


Рис. 8. Зависимости продольной эдс U_{xx} от величины магнитного поля, перпендикулярного плоскости квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$, которые демонстрируют: *a* — зеемановское расщепление в системе основного синглетного и возбужденного триплетного состояния дипольных центров бора, ответственных за спиновую поляризацию двумерных дырок в квантовой яме $p\text{-CdF}_2$, а также *b* — резонанс продольной эдс в слабом магнитном поле, который обусловлен спинзависимым рассеянием одиночных дырок на дипольных центрах бора в триплетном состоянии ($I_{ds} = 10 \text{ нА}$).

зарегистрирован без наличия поляризатора и анализатора спиновой поляризации носителей, функции которых обычно выполняют контакты исток и сток. Одной из причин возникновения спиновой поляризации двумерных дырок могло быть обменное взаимодействие через ионы иттрия в подложке. Кроме того, существенную роль могли играть спонтанная спиновая поляризация и подавление процессов спиновой релаксации дырок вследствие крайне малой ширины квантовой ямы [38,41]. Однако крайне малая величина эффективной массы тяжелой дырки указывает на возможное участие краевых одномерных каналов и спинзависимого андреевского отражения в условиях взаимодействия одиночных дырок с дипольными центрами бора. Поэтому для выяснения механизма спиновой поляризации двумерных дырок были проведены исследования проводимости в магнитном поле, перпендикулярном плоскости квантовой ямы (рис. 2).

Зависимость продольной эдс от величины магнитного поля в рамках холловской геометрии эксперимента представлена на рис. 8, *a*. Измерения проводились в условиях стабилизированного тока исток–сток ($I_{ds} = 10 \text{ нА}$). Видно, что поведение продольной эдс значительно отличается для двух ориентаций магнитного поля, перпендикулярного плоскости квантовой ямы. Кроме того, вблизи магнитного поля, равного 12.5 мТ, наблюдается гигант-

ское увеличение эдс со сменой знака при изменении ориентации внешнего магнитного поля (рис. 8, *a* и *b*). Подобные резонансы магнетосопротивления свидетельствуют о наличии спинзависимого рассеяния носителей тока на примесях и(или) точечных структурных дефектах, роль которых в данном случае, по-видимому, играют дипольные центры бора с отрицательной корреляционной энергией [42]. Причем обратная энергия при взаимодействии двух дырок, локализованных на дипольном центре, может быть сравнима с зеемановской энергией [42–44]. В рамках данной модели [42] обменная энергия между этими двумя неспаренными дырками приводит к формированию основного синглетного S_0 ($S = 0$) и возбужденного метастабильного триплетного T ($S = 1$) состояния (рис. 8, *a*). В нулевом магнитном поле эти состояния разделены вследствие обменного взаимодействия, $J = E(T) - E(S_0)$, где J — константа обменного взаимодействия. Как правило, константа обменного взаимодействия значительно превышает величину зеемановского расщепления, вследствие чего спектры ЭПР возбужденного триплетного состояния центров регистрируются либо при оптической накачке [45,46], либо при высоких температурах, если величина J сравнима с термической энергией kT [43,44]. Однако, как отмечено выше, обнаружены также точечные центры, находящиеся в возбужденном состоянии при высоких

температурах, для которых константа обменного взаимодействия сравнима с зеемановской энергией. Например, целый ряд таких центров был обнаружен в кремнии, облученном электронами, при регистрации полевых зависимостей микроволновой проводимости [42]. Именно к этой группе центров, по-видимому, относятся дипольные центры бора в δ -барьерах $\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}$ (рис. 8, *a*). Причем основным аргументом в пользу данной модели является обнаружение резонансного поведения эдс вблизи магнитного поля 12.5 мТ, которое соответствует точке антипересечения термов $T^+(T^-)$ с термом T^0 и свидетельствует о наличии значительной спиновой поляризации дипольных центров бора в триплетном состоянии. Различная величина резонансов эдс при двух ориентациях магнитного поля также свидетельствует о спиновой поляризации дипольных центров бора, которая вследствие обменного рассеяния и спин-зависимого андреевского отражения определяет спиновую поляризацию свободных дырок в квантовой яме p - CdF_2 . Оценка степени спиновой поляризации из сравнения величин резонансов эдс при двух антипараллельных ориентациях магнитного поля приводит к значению $\sim 21\%$. Близкое значение степени спиновой поляризации дырок можно получить из сравнения величин константы обменного взаимодействия $J = 9 \cdot 10^9$ Гц, зеемановской энергии и расщепления термов T^+ и T^- в нулевом магнитном поле (рис. 8, *a*). Кроме того, величина магнитного поля в точке антипересечения термов $T^+(T^-)$ с термом T^0 позволяет оценить расстояние между дырками на дипольном центре бора [42]. В рамках диполь-дипольного взаимодействия между ними, $\sim 1/R^3$, эта оценка дает значение $R \approx 0.51$ нм.

Величина магнитного поля в точке пересечения термов T^- и S_0^+ позволяет оценить число свободных дырок, ответственных за формирование продольной эдс, $N: 2\mu_B V = N \cdot e \cdot U_{xx}$. Эта оценка приводит к значению $N = 182$, т.е. примерно вдвое больше, чем число джоузефсоновских переходов в сэндвич-структуре. Принимая во внимание значение плотности двумерных дырок, $4.06 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-2}$, определенное из холловских измерений, вышеприведенная оценка показывает, что в формировании продольной эдс участвуют только краевые каналы с шириной менее 0.5 нм.

В заключение планарные сэндвич-структуры $\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}-p\text{-CdF}_2-\text{CdV}_x\text{F}_{2-x}$ были получены на поверхности кристалла $n\text{-CdF}_2$. ВАХ полученных p^+-n -переходов демонстрируют запрещенную зону CdF_2 , 7.8 эВ, и спектр уровней размерного квантования в квантовой яме $p\text{-CdF}_2$. Полученные результаты указывают на важную роль двумерных дырочных подзон в формировании „эффекта близости“, который возникает вследствие андреевского отражения в сэндвич-структурах — узких квантовых ямах, ограниченных сверхпроводящими барьерами.

Обнаружено резонансное поведение продольной эдс в слабом магнитном поле, перпендикулярном плоскости

квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$, которое свидетельствует о высокой степени спиновой поляризации двумерных дырок. В рамках предлагаемой модели резонанс продольной эдс возникает в точке антипересечения магнитных подуровней дипольных центров бора в триплетном состоянии.

Исследование зависимостей проводимости двумерного газа дырок от величины и ориентации магнитного поля, перпендикулярного плоскости квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$, позволило обнаружить точки антипересечения зеемановских подуровней основного синглетного состояния, а также возбужденного триплетного состояния дипольных центров бора, ответственных за спиновую поляризацию двумерных дырок в краевых каналах по периметру квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$.

Высокая степень спиновой поляризации двумерных дырок в краевых каналах по периметру квантовой ямы $p\text{-CdF}_2$ идентифицировала механизм ВАХ спинового транзистора, обнаруженных в зависимости от напряжения затвора, управляющего величиной спин-орбитального взаимодействия Бычкова–Рашбы.

Данная работа поддержана в рамках программ фундаментальных исследований президиума РАН П-03 „Квантовая макрофизика“ (проект 4.1), программ фундаментальных исследований президиума РАН „Квантовые наноструктуры“ (проект 4-2.9А-19), программ швейцарского национального научного фонда (SNSF) (grant IB7320-110970/1), федеральной целевой программы „Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2012 годы“ контракт № 02.514.11.4074.

Список литературы

- [1] F. Moser, D. Matz, S. Lyu. Phys. Rev., **182**, 808 (1969).
- [2] P. Eisenbergre. P.S. Pershan, B.J. Feldman. Phys. Rev. B, **4**, 3402 (1971).
- [3] J.P. Albert, C. Jouanin, G. Gout. Phys. Rev. B, **16**, 4619 (1977).
- [4] Н.Т. Баграев, Л.Е. Клячкин, А.М. Маляренко, А.С. Щегулин, А.И. Рыскин. ФТП, **39**, 557 (2005).
- [5] N.T. Bagraev, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, A.S. Shcheulin, A.I. Ryskin. Proc. 6th Int. Conf. Diffusion in Materials (DIMAT2004) (Krakow, Poland, 2004) [Def. Dif. Forum, **237–240**, 1060 (2005)].
- [6] B.A. Orłowski, J.M. Langer. Acta Phys. Polonica, A, **63**, 107 (1983).
- [7] S. Datta, B. Das. Appl. Phys. Lett., **56**, 665 (1990).
- [8] M. Johnson, R.H. Silsbee. Phys. Rev. B, **37**, 5312 (1988).
- [9] R. Meservey, D. Paraskevopoulos, P.M. Tedrow. Phys. Rev. Lett., **37**, 858 (1976).
- [10] E.I. Rashba. J. Superconductivity, Incorporating Novel Magnetism, **16**, 599 (2003).
- [11] A.G. Aronov, Y.B. Lyanda-Geller. Phys. Rev. Lett., **70**, 343 (1993).
- [12] 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).

- [13] R. Winkler. Phys. Rev. B, **62**, 4245 (2000).
- [14] R. Winkler, H. Hoh, E. Tutuc, M. Shayegan. Phys. Rev. B, **65**, 155 303 (2002).
- [15] J.B. Miller, D.M. Zumbühl, C.M. Marcus, Y.B. Lyanda-Geller, D. Goldhaber-Gordon, K. Campman, A.C. Gossard. Phys. Rev. Lett., **90**, 076 807 (2003).
- [16] S.A. Studenikin, P.T. Coleridge, N. Ahmed, P. Poole, A. Sachrajda. Phys. Rev. B, **68**, 035 317 (2003).
- [17] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko. J. Phys.: Condens. Matter, **20**, 164 202 (2008).
- [18] D.D. Awschalom, D. Loss, N. Samarth. *Semiconductor Spintronics and Quantum Computations* (Springer-Verlag, Berlin, 2002).
- [19] I.A. Shelykh, N.T. Bagraev, N.G. Galkin, L.E. Klyachkin. Phys. Rev. B, **71**, 113 311 (2005).
- [20] I.A. Shelykh, N.G. Galkin, N.T. Bagraev. Phys. Rev. B, **72**, 235 316 (2005).
- [21] J. Nitta, F.E. Meijer, H. Takayanagi. Appl. Phys. Lett., **75**, 695 (1999).
- [22] M. König, A. Tschetschetkin, E.M. Hankiewicz, J. Sinova, V. Hock, V. Daumer, M. Schäfer, C.R. Becker, H. Buhmann, L.W. Molenkamp. Phys. Rev. Lett., **96**, 076 804 (2006).
- [23] T. Bergsten, T. Kobayashi, Y. Sekine, J. Nitta. Phys. Rev. Lett., **97**, 196 803 (2006).
- [24] R. Schuster, E. Buks, M. Heiblum, D. Mahalu, V. Umansky, H. Shtrikman. Nature, **385**, 417 (1997).
- [25] N.T. Bagraev, N.G. Galkin, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, I.A. Shelykh. J. Phys.: Condens. Matter, **18**, L1 (2006).
- [26] A. Ghosh, C.J.B. Ford, M. Pepper, H.E. Beere, D.A. Ritchie. Phys. Rev. Lett., **92**, 116 601 (2004).
- [27] N.T. Bagraev, V.K. Ivanov, L.E. Klyachkin, I.A. Shelykh. Phys. Rev. B, **70**, 155 315 (2004).
- [28] J.D. Kingsley, J.S. Prener. Phys. Rev. Lett., **8**, 315 (1962).
- [29] T.M. Klapwijk. J. Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism, **17**, 593 (2004).
- [30] Jie Xiang, A. Vidan, M. Tinkham, R.M. Westervelt, Ch. Lieber. Nature-nanotechnology, **1**, 208 (2006).
- [31] P. Jarillo-Herrero, J.A. van Dam, L.P. Kouwenhoven. Nature, **439**, 953 (2006).
- [32] C.W.J. Beenakker, H. van Houten. Phys. Rev. Lett., **66**, 3056 (1991).
- [33] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, V.V. Romanov, S.A. Rykov. Physica C, **437–438**, 21 (2006).
- [34] A.S. Alexandrov, N. Mott. Rep. Prog. Phys. **57**, 1197 (1994).
- [35] E. Šimánek. Sol. St. Commun., **32**, 731 (1979).
- [36] C.S. Ting, D.N. Talwar, K.L. Ngai. Phys. Rev. Lett., **45**, 1213 (1980).
- [37] N.T. Bagraev, W. Gehlhoff, L.E. Klyachkin, A.A. Kudryavtsev, A.M. Malyarenko, G.A. Oganessian, D.S. Poloskin, V.V. Romanov. Physica C, **468**, 840 (2008).
- [38] N.T. Bagraev, V.K. Ivanov, L.E. Klyachkin, I.A. Shelykh. Phys. Rev. B, **70**, 155 315 (2004).
- [39] N.T. Bagraev, M.I. Bovt, O.N. Guimbitskaya, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, A.I. Ryskin, A.S. Shcheulin. *Proc. 9th Int. Conf. Nanoscience and Technology (ICN&T; NANO9 meets STM'6*, Basel, Switzerland, 2006) p. 242.
- [40] A.K. Geim, K.S. Novoselov. Nature Mater., **6**, 183 (2007).
- [41] A.V. Khaetskii, Y.V. Nazarov. Phys. Rev. B, **61**, 12 639 (2000).
- [42] R. Laiho, M.M. Afanasjev, M.P. Vlasenko, L.S. Vlasenko. Phys. Rev. Lett., **80**, 1489 (1998).

- [43] W. Jing, G.S. Newell. Phys. Rev., **132**, 648 (1963).
- [44] Y.-H. Lee, J. Corbett. Phys. Rev. B, **13**, 2653 (1976).
- [45] G.D. Watkins. Phys. Rev., **155**, 802 (1967).
- [46] K.L. Brower. Phys. Rev. B, **4**, 1968 (1971).

Редактор Л.В. Беляков

Spin transistor effect in CdF₂ nanostructures

N.T. Bagraev, O.N. Guimbitskaya, L.E. Klyachkin, A.M. Malyarenko, I.A. Shelykh, A.I. Ryskin*, A.S. Shcheulin*

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

* St. Petersburg University
of Information Technologies, Mechanics and Optics,
197101 St. Petersburg, Russia

Abstract Planar CdB_xF_{2-x}-*p*-CdF₂-CdB_xF_{2-x} sandwich structures prepared on the *n*-CdF₂ are studied to register the spin transistor effect at room temperatures. The current-voltage characteristics of the ultra-shallow *p*⁺-*n*-junctions verify the CdF₂ gap, 7.8 eV, and the subbands of the 2D holes in the *p*-CdF₂ quantum well. The results obtained are evidence of the important role of the subbands of the 2D holes in the proximity effect that is due to the Andreev reflection in the CdB_xF_{2-x}-*p*-CdF₂-CdB_xF_{2-x} sandwich structures which represent the ultra-narrow quantum well confined by the superconductor barriers. The longitudinal emf exhibits the resonance behavior in weak magnetic fields perpendicular to the *p*-CdF₂ quantum well plane, which verifies the high spin polarization of the 2D holes. The studies of the 2D hole conductance by varying the value and orientation of the magnetic field perpendicular to the *p*-CdF₂ quantum well plane allow the findings of the anti-crossing points for the background singlet and excited triplet sublevels that belong to the dipole boron centers responsible for the spin hole polarization in the one-dimensional channels along the edges of the *p*-CdF₂ quantum well. The high spin hole polarization in the edged channels identifies the mechanism of the current-voltage characteristics of the spin transistor effect induced by varying the top gate voltage that is able to control the Bychkov–Rashba spin-orbit interaction value.