

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs–AlGaAs, ЛЕГИРОВАННЫХ НЕМАГНИТНЫМИ ПРИМЕСЯМИ, ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА МЕТАЛЛ–ИЗОЛЯТОР

Н. В. Агринская , Н. Ю. Михайлин, Д. В. Шамшур*

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

Поступила в редакцию 23 декабря 2021 г.,
после переработки 8 февраля 2022 г.
Принята к публикации 10 февраля 2022 г.

Приведены результаты экспериментов, указывающих на существование при низких температурах аномального эффекта Холла, связанного с ферромагнитным упорядочением спинов локализованных дырок в легированных мелкими акцепторами (Be) квантовых ямах GaAs–AlGaAs при концентрации примеси близкой к переходу металл–изолятор. В изоляторных образцах экспериментально наблюдалась аномальная температурная зависимость холловской подвижности, аномальное поведение эффекта Холла, магнитосопротивления и магнитного момента в зависимости от магнитного поля и температуры. С другой стороны, в образцах на металлической стороне перехода наблюдалось поведение, характерное для слабой локализации. Аномальный магнитотранспорт объясняется возникновением ферромагнитного перехода или спинового стекла, которое, в свою очередь, связано с непрямым обменом спинов сильно локализованных дырок через делокализованные состояния в области центра примесной зоны.

DOI: 10.31857/S0044451022060000
EDN: EFAORC

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение длительного времени ведется работа над созданием систем, которые обладали бы одновременно полупроводниковыми и магнитными свойствами. Как правило, для того чтобы придать полупроводнику магнитные свойства, в него вносят магнитные примеси. Так, например, легируя GaAs-структуры примесью Mn, можно добиться ферромагнетизма с температурой Кюри вплоть до 100 К [1,2]. Тем не менее, даже если в полупроводнике имеются только обычные (немагнитные) примеси, в нем есть нескомпенсированные спины, так как у электрона, локализованного на доноре, или у дырки, локализованной на акцепторе, есть спин. Возникает вопрос, не может ли магнитно-упорядочение состояние (ферромагнетизм или спиновое стекло) появляться в системе заполненных доноров и акцепторов. В том случае, если концентрация легирующей

примеси N и длина локализации a достаточно велики, $N > N_c = 0.15/a^2$ для 2D-случая, примесные состояния сливаются с краем зоны проводимости или валентной зоны и локализованные электроны в системе, фактически, исчезают, происходит переход металл–изолятор (МИ). В противоположном случае малого легирования, $N < N_c$, локализованные электроны связаны антиферромагнитным взаимодействием, экспоненциально убывающим на расстояниях порядка a .

Тем не менее, не существует однозначных предсказаний о том, каким будет магнитное состояние электронов на примесях вблизи перехода металл–диэлектрик. Строгой теории для этого случае не существует, и особый интерес представляют экспериментальные исследования. В частности, в работе [3] были получены результаты, интерпретированные как появление ферромагнитной фазы в объемных образцах Ge : As, близких к переходу МИ.

В наших предыдущих работах [4, 5] были приведены результаты экспериментов на легированных бериллием квантовых ямах GaAs–AlGaAs, где концентрация акцепторов была близка к критической N_c ; при низких температурах ($T < 10$ К) наблю-

* E-mail: nina.agrins@mail.ioffe.ru

далась медленная релаксация сопротивления после приложения магнитного поля, изотропное отрицательное магнитосопротивление (МС) и гистерезис кривой намагниченности. Изотропный характер наблюдавшегося магнитосопротивления означает, что оно имеет спиновую природу (так как орбитальные степени свободы в 2D-структурах приводят к выраженной анизотропии МС в плоскости структуры и в перпендикулярном направлении). Комбинация спиновых эффектов и беспорядка (характерного для легированных полупроводников) привлекла наше внимание к концепции спинового стекла для легированных квантовых ям GaAs–AlGaAs с виртуальным переходом Андерсона [5].

Виртуальный переход Андерсона соответствует появлению делокализованных состояний в центре примесной зоны при концентрациях примесей, заметно меньших тех, что обычно соответствуют переходу Мотта–Андерсона. Делокализованные состояния возникают из-за аномально малого разброса энергий примесей, связанного с малым количеством компенсирующей примеси и удалением компенсирующей примеси из квантовых ям в барьеры. Из-за этого для части состояний в примесной зоне оказывается выполнен критерий перехода Андерсона. Важно при этом, что система по-прежнему находится на диэлектрической стороне перехода Мотта. Таким образом, делокализованные состояния однократно заполнены, и проводимость по ним возможна только в результате активационных процессов. Экспериментально виртуальный переход Андерсона проявляется в активационной температурной зависимости проводимости с малой энергией активации (на порядок меньшей чем энергия активации примеси в зону) и возможности ударной ионизации носителей в делокализованную часть примесной зоны, приводящей к пробою при низких температурах при измерении проводимости в режиме постоянного тока [6].

Таким образом, приведенные эксперименты [4, 5] были косвенным доказательством существования магнитно-упорядоченного состояния (ферромагнетизм или спиновое стекло) в системе заполненных акцепторов (немагнитные примеси). Такое состояние возникало вблизи от перехода МИ с изоляторной стороны. Однако для подтверждения данного утверждения необходимо также подробное исследование эффекта Холла в структурах с обеих сторон перехода МИ.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

В этом разделе мы приводим результаты измерений зависимости сопротивления и эффекта Холла от температуры и магнитного поля для образцов с квантовыми ямами GaAs–Al_{0.3}Ga_{0.7}As, выращенных методом молекулярной эпитаксии. Измерения магнитосопротивления и эффекта Холла проводились непосредственно после охлаждения образца в нулевом поле до нужной температуры при достаточно большой скорости развертки поля 5 Тл в минуту, для того чтобы избежать вклада медленных релаксационных явлений [5]. Намагниченность исследовалась на установке PPMS-14 с использованием вибрационного магнитометра при скорости развертки 0.3 Тл в минуту.

Образцы содержат 5 квантовых ям GaAs размером 15 нм и разделяющие их барьеры Al_{0.3}Ga_{0.7}As толщиной 100 нм. При этом акцепторами (Be) легировался центр квантовых ям (5 нм). В работе приведены результаты измерений для трех образцов. Исходя из степени легирования и транспортных данных образец 1 находился на металлической стороне перехода МИ ($N_A = 2.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$), а образцы 2 и 3 — на изоляторной стороне ($N_A = 8\text{--}10 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$). Компенсирующая примесь отсутствовала в образце 2. В образце 3 донорная примесь (Si) была внесена в узкую область шириной 5 нм в центре барьеров в концентрации на порядок меньше концентрации Be. Соответственно, степень компенсации донорными примесями была мала, $N_d/N_a \sim 0.1$. Существенно, что компенсирующие примеси располагаются вне двумерного проводящего слоя, что уменьшает энергетический беспорядок в примесной зоне и способствует виртуальному переходу Андерсона [7, 9].

При такой концентрации примеси и слабой компенсации в образцах 2 и 3 формируется узкая примесная зона, в центре которой располагается область делокализованных состояний [6]. В образце 1 примесная зона сливается с валентной зоной, что соответствует переходу Мотта–Андерсона.

При низких температурах ход сопротивления $R(T)$ (рис. 1) для образцов 2 и 3 следовал закону Аррениуса с малой энергией активации $\varepsilon_4 \approx 2 \text{ мэВ}$. Это соответствует активации носителей с уровня Ферми в делокализованные состояния в примесной зоне. При больших температурах энергия активации увеличивается до $\varepsilon_1 \approx 22 \text{ мэВ}$, что соответствует активации дырок в валентную зону. При температурах $T \approx 2.5 \text{ К}$ (образец 2) и $T \approx 4 \text{ К}$ (образец 3) в режиме постоянного тока 1 нА наблюдался пробой, характерный для систем с виртуальным переходом

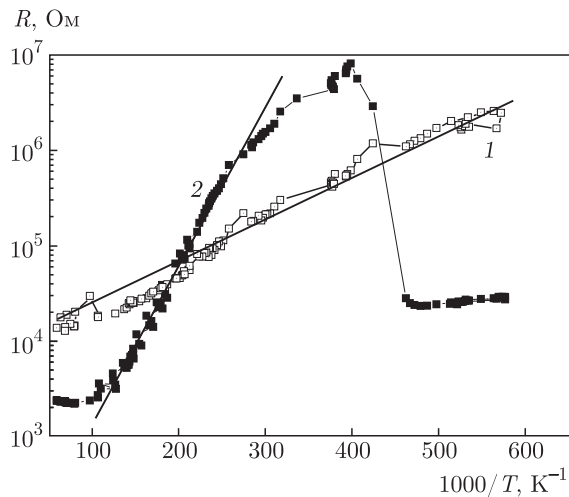


Рис. 1. Температурные зависимости сопротивления образцов 1 и 2, снятые в режиме постоянного тока 1 нА

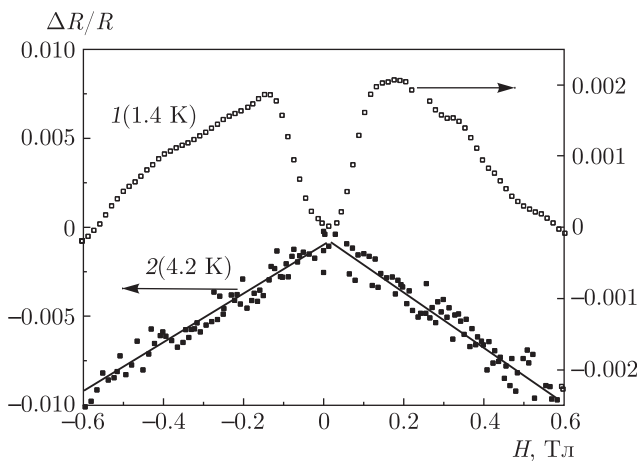


Рис. 2. Магнитосопротивление образца 1 при температуре 1.4 К и образца 2 при температуре 4.2 К в поле, перпендикулярном плоскости образца

Андерсона и связанный с ударной ионизацией носителей в делокализованную часть примесной зоны. Пробой наблюдался в образцах 2 и 3 при поле около (1–1.2) В/см, эта величина не зависит от тока и определяется только свойствами образца [8].

С другой стороны, в более сильно легированном образце 1 наблюдается существенно более слабый наклон $R(T) \varepsilon_4 \approx 0.8$ мэВ и отсутствуют явления пробоя.

На рис. 2 приведены результаты измерения магнитосопротивления в слабых магнитных полях, перпендикулярных плоскости образца для образцов 1 и 2, в образце 3 картина МС была аналогичной картине для образца 2. В образцах 2 и 3 при достаточно

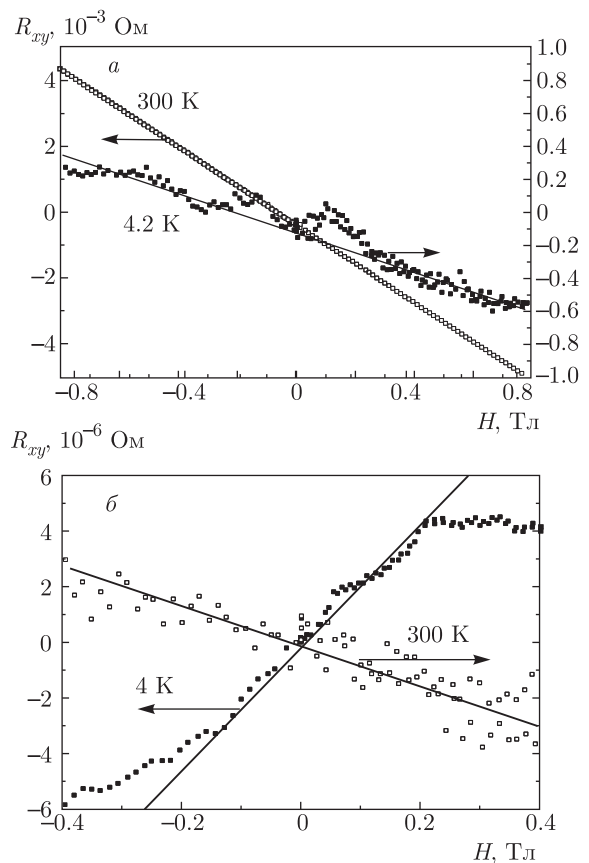


Рис. 3. Зависимость холловского сопротивления от магнитного поля в образцах типа 1 (а) и 2 (б) для двух температур

больших полях не менее 2 Тл магнитосопротивление положительно и сильно анизотропно, что естественно для двумерных структур с квантовыми ямами. Однако при малых полях МС оказывается изотропным, отрицательным и линейным по полю, что видно на рис. 2. Весь ход магнитосопротивления был подробно описан в работе [4]. Изотропный характер МС в двумерной структуре может указывать на его спиновую природу.

С другой стороны, в образце 1 в малых полях наблюдалось положительное МС, связанное с антилокализацией, и небольшое отрицательное МС, связанное со слабой локализацией, рис. 2. Такое поведение характерно для двумерного электронного газа [9].

Таким образом, поведение МС, а также температурные зависимости сопротивления (рис. 1) указывают, что образцы 2 и 3 находятся на изоляторной стороне перехода, а образец 1 — на металлической.

Измерения эффекта Холла для этих двух типов образцов также обнаруживают существенное разли-

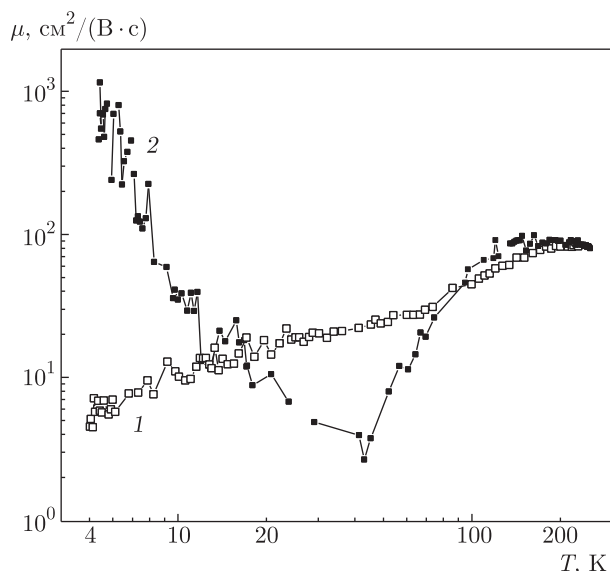


Рис. 4. Температурный ход абсолютной величины холловской подвижности образцов 1 и 2

чие, см. рис. 3.

В сильно легированном образце 1 знак эффекта Холла одинаков для двух температур и соответствует дырочному типу носителей, отличается лишь наклоном, связанный с уменьшением концентрации носителей при низких температурах. В более слабо легированных образцах 2 и 3 при низких температурах наклон ЭДС Холла меняет знак в полях менее 0.4 Тл и далее выходит на насыщение. Похожее поведение наблюдалось ранее в пленках Ge, легированных магнитной примесью Mn [10], и объяснялось вкладом аномального эффекта Холла, вызванным спонтанной намагнитизацией (M) образца $R_h \simeq R_s M$.

На рис. 4 показана температурная зависимость абсолютной величины холловской подвижности образцов 1 и 2, снятая в очень слабом магнитном поле 0.5 кЭ. При высоких температурах преобладает рассеяние на фононах, далее при понижении температуры до 50 К рассеяние на примесях. В образце 1 подвижность плавно убывает с понижением температуры до 4 К. В образце 2 при понижении температуры наблюдается аномальное поведение подвижности, при $T \sim 40$ К она уменьшается почти до нуля и далее при $T < 40$ К резко растет и при 4 К превышает комнатную. Такое поведение подвижности мы в свое время объясняли смешанной проводимостью [11], которая возникает в результате одновременного участия в проводимости разрешенных состояний валентной зоны и делокализованных примесных состояний. С дальнейшим понижением температуры в проводимости участвуют только состояния примес-

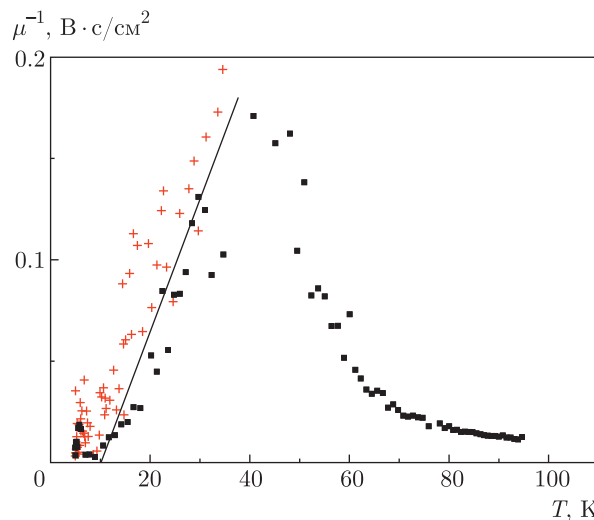


Рис. 5. Температурная зависимость обратной холловской подвижности образцов 2 и 3

ной зоны. При $T < 10$ К эффект Холла становится аномальным, и холловская подвижность не соответствует реальной, а определяется намагнитченностью.

Таким образом, при низких температурах и в слабых магнитных полях аномальная составляющая эффекта Холла, связанная с намагнитченностью M , превалирует и даже приводит к смене знака, при этом составляющей, связанной с обычным эффектом Холла можно пренебречь. В этом случае $R_h \simeq R_s M$, где R_s — сопротивление образца.

Холловская подвижность в этих условиях $\mu \simeq R_h/R_s \simeq M$ пропорциональна намагнитченности. Для металлических ферромагнетиков зависимость намагнитченности от температуры следует закону Кюри–Вейса $M = \chi B$, где $\chi \simeq C/(T - T_c)$ — магнитная восприимчивость, T_c — критическая температура ферромагнитного перехода. Несмотря на то, что наша система не является чистым ферромагнетиком, а скорее имеет свойства спинового стекла, закон Кюри–Вейса достаточно хорошо описывает температурную зависимость аномального эффекта Холла. На рис. 5 построена температурная зависимость обратной холловской подвижности для двух образцов 2 и 3. Видно, что она похожа на температурную зависимость намагнитченности, описанную законом Кюри–Вейса, с температурой отсечки $T_c \simeq 10$ –15 К. Наличие низкотемпературной спонтанной намагнитченности может также объяснять и линейное изотропное отрицательное МС, которое наблюдается при температуре ниже 15 К, при более высокой температуре магнитосопротивление становится анизотропным и положительным [4].

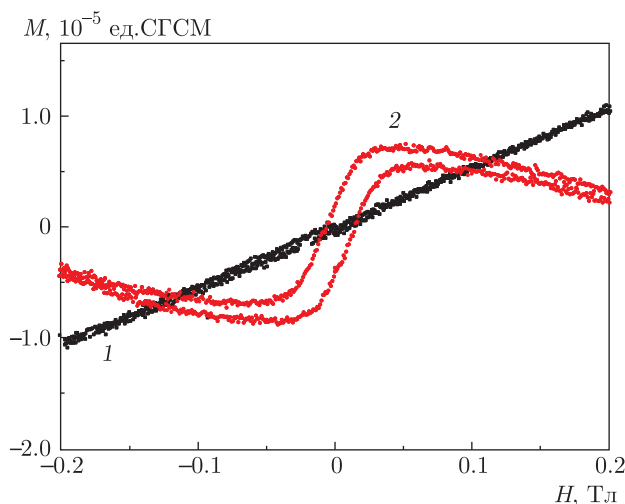


Рис. 6. Зависимость намагниченности образца 3 от поля при медленной развертке магнитного поля при $T = 5$ К, 1 — подложка, 2 — образец 3

Мы также провели непосредственное измерение намагниченности для образца 3 при температуре 5 К (рис. 6). Общий диамагнитный ход намагниченности связан со свойствами подложки. Тем не менее, на его фоне явно виден вклад от дырок в квантовых ямах, у которого наблюдается гистерезис в полях менее 0.2 Тл, связанный, вероятно, с переходом в упорядоченное спиновое состояние.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Транспортные и магнитные свойства, наблюдаемые в наших образцах, очень похожи на свойства изолирующих магнитных пленок $\text{Ge}_{(1-x)}\text{Mn}_x$, в частности, при $T < T_c$ наблюдается отрицательное почти линейное по полю магнитосопротивление, смена знака эффекта Холла и гистерезис кривой намагниченности. Эти явления объясняются с помощью модели ферромагнитных спиновых кластеров, связанных обменным взаимодействием через заряженные носители, движущиеся в примесной зоне Mn [10] или с помощью теории гранулированных ферромагнитных систем [12], однако полного понимания связи транспортных и магнитных свойств в $\text{Ge}_{(1-x)}\text{Mn}_x$ до сих пор не существует.

Часто поведение этих систем связывают с образованием спинового стекла (СС), которое обусловлено наличием в магнетике хаотически расположенных магнитных моментов и конкурирующих обменных взаимодействий, имеющих различные знаки, величины и пространственную зависимость. Ха-

рактерные свойства СС — неравновесность (зависимость физических свойств от времени) и наличие гистерезиса, т. е. зависимость физических свойств от магнитной и термической предыстории. Подобные свойства мы наблюдали в нашей системе: медленные релаксации сопротивления после приложения магнитного поля и гистерезис кривых намагниченности [5].

Ферромагнетизм в примесной зоне предполагает механизм ферромагнитного связывания через косвенный или двойной обмен. Виртуальный переход Андерсона в примесной зоне может приводить к такому косвенному обменному взаимодействию, не характерному ни для диэлектрических, ни для металлических систем. В работе [5] нами был предложен механизм такого взаимодействия. Оно связано с комбинацией сильно локализованных состояний и однократно заполненных делокализованных состояний в центре примесной зоны. Мы предполагали, что дырки в делокализованных состояниях остаются парамагнитными. Тем не менее они могут участвовать в обменном взаимодействии между спинами локализованных дырок. Такой обмен оказывается ферромагнитным или носит случайный знак в зависимости от деталей волновых функций делокализованных дырок. При низких температурах он приводит к спиновому упорядочению. При этом случайная спиновая энергия, связанная с обменом, оказывается частью энергии беспорядка, приводящей к локализации. Намагничивание образца приводит к изменению энергии беспорядка. Важно, что вблизи перехода металл-диэлектрик даже небольшое изменение беспорядка приводит к сильному изменению проводимости, что объясняет влияние магнитного поля на транспортные свойства (в том числе отрицательное магнитосопротивление).

Данная интерпретация магнитных и транспортных свойств относится только к изолирующим образцам с узкой примесной зоной, в которой произошел переход Андерсона. В более сильно легированных образцах такой отделенной примесной зоны нет, примесные состояния в основном делокализованы, и не наблюдается аномального поведения магнитных и транспортных свойств.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы приводим результаты экспериментов, указывающих на существование спинового стекла в легированных акцепторами (бериллием) квантовых ямах GaAs-AlGaAs. Данное состояние возникает при низких температурах ($T < 10$ К) и связано

с ферромагнитным упорядочением локализованных спинов (спиновое стекло) при концентрации примеси близкой к переходу металл–изолятор с изоляторной стороны перехода. Экспериментально при $T < 10$ К наблюдались изотропное отрицательное магнитосопротивление, аномальный эффект Холла с изменением знака, аномальная температурная зависимость холловской подвижности и гистерезис кривой намагниченности. В предыдущей работе мы наблюдали также медленные релаксации сопротивления образца после приложения магнитного поля [5]. Возникновение спинового стекла связано с непрямым обменом спинов сильно локализованных дырок через делокализованные состояния в области центра примесной зоны, в которой произошел виртуальный переход Андерсона.

Благодарности. Авторы признательны А. В. Шумилину за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Dietl and H. Ohno, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 187 (2014).
2. N. V. Agrinskaya, V. A. Berezovets, A. Bouravlev, and V. I. Kozub, *Sol. State Comm.* **183**, 2730 (2014).
3. А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. Л. Макарова, Т. В. Тиснек, С. И. Голощяпов, П. В. Семенихин, *ЖЭТФ* **143**, 918 (2013).
4. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, N. Yu. Mikhailin, and D. V. Shamshur, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 477 (2017).
5. А. В. Шумилин, В. И. Козуб, Н. В. Агринская, Н. Ю. Михайлин, Д. В. Шамшур, *ЖЭТФ* **159**, 915 (2021).
6. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, Yu. M. Galperin, and D. V. Shamshur, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 395216 (2008).
7. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 202 (2007).
8. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, N. Yu. Mikhailin, and D. V. Shamshur, *Sol. State Commun.* **260**, 6 (2017).
9. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, A. V. Chernyaev, D. V. Shamshur, and A. A. Zuzin, *Phys. Rev. B* **72**, 085337 (2005).
10. A. P. Li, J. F. Wendelken, J. Shen, L. C. Feldman, J. R. Thompson, and H. N. Weiering, *Phys. Rev. B* **72**, 195205 (2005).
11. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин, *Физика и техника полупроводников* **44**, 491 (2010).
12. I.-S. Yu, M. Jamet, A. Marty, T. Devillers, A. Barski, C. Beignй, P. Bayle-Guillemaud, and J. Cibert, *J. Appl. Phys.* **109**, 123906 (2011).