

СПИНОВОЕ СТЕКЛО И ИЗОТРОПНОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAs–AlGaAs С ВИРТУАЛЬНЫМ ПЕРЕХОДОМ АНДЕРСОНА

А. В. Шумилин*, В. И. Козуб, Н. В. Агринская,

Н. Ю. Михайлин, Д. В. Шамиур

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

Поступила в редакцию 24 ноября 2020 г.,
после переработки 18 января 2021 г.
Принята к публикации 19 января 2021 г.

Приведены результаты экспериментов, указывающих на существование спинового стекла в легированных бериллием квантовых ямах GaAs–AlGaAs с виртуальным переходом Андерсона. Экспериментально наблюдались медленная релаксация сопротивления после приложения магнитного поля и гистерезис кривой намагниченности. Возникновение спинового стекла связано с непрямым обменом спинов локализованных дырок через делокализованные состояния в области виртуального перехода Андерсона. Показано, что изотропное отрицательное магнитосопротивление, наблюдавшееся в этих структурах, также может быть связано со свойствами спинового стекла.

DOI: 10.31857/S0044451021050072

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение длительного времени ведется работа по созданию структур, 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 (не магнитные) 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 (ферромагнитное или спиновое стекло) появляться в системе заполненных доноров и акцепторов. Известно, что такое состояние не возникает вдали от перехода металл–диэлектрик. В том случае, если концентрация N легирующей примеси и длина локализации a достаточно велики, $Na^2 \gg 0.2$ (в дву-

мерном случае), примесные состояния сливаются с краем зоны проводимости или валентной зоны и локализованные электроны в системе фактически исчезают. В противоположном случае малого легирования, $Na^2 \ll 0.2$, локализованные электроны связаны антиферромагнитным взаимодействием, экспоненциально убывающим на расстояниях порядка a . При низкой температуре подобные электроны образуют структуру, известную как глобальное синглетное состояние или фаза Бхатта–Ли [3]. При этом все связанные спины образуют общее синглетное состояние, которое не связано со спонтанным нарушением симметрии и практически не взаимодействует с окружением. В теории такое состояние появляется при выполнении двух условий:

1) обменное взаимодействие антиферромагнитно, изотропно и экспоненциально убывает с расстоянием между центрами;

2) характерное расстояние между центрами, $N^{-1/2}$, много больше расстояния, на котором убывает обменное взаимодействие (обычно это $a/2$).

Тем не менее не существует однозначных предсказаний о том, каким будет магнитное состояние электронов на примесях вблизи перехода металл–диэлектрик. Строгой теории для этого случая не существует, и особый интерес представля-

* E-mail: avshumilin@mail.ioffe.ru

ют экспериментальные исследования. В частности, в работе [4] были получены результаты, интерпретированные как появление ферромагнитной фазы в объемных образцах Ge:As, близких к переходу металл–диэлектрик.

В данной работе мы приводим результаты, указывающие на существование спинового стекла в легированных бериллием квантовых ямах GaAs–Al GaAs, в которых происходит виртуальный переход Андерсона [5, 6]. Он соответствует появлению делокализованных состояний при концентрациях примесей, значительно меньших тех, которые 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 в зону) и в возможности ударной ионизации носителей в делокализованную часть примесной зоны, приводящей к пробое при низких температурах при измерении проводимости в режиме постоянного тока [6].

Основными экспериментами, подтверждающими состояние спинового стекла, являются наблюдение различий свойств системы, охлажденной в поле и без поля, логарифмические релаксации свойств после выведения спиновой подсистемы из равновесия и гистерезис кривых намагниченности. Медленная релаксация сопротивления и гистерезис намагниченности наблюдались в нашем образце. Кроме того, в образце наблюдается линейное изотропное отрицательное магнитосопротивление, которое мы также связываем с фазой спинового стекла.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ СВИДЕТЕЛЬСТВА СПИНОВОГО СТЕКЛА

В этом разделе мы приводим результаты измерений зависимостей проводимости от времени и магнитного поля в образце с квантовыми ямами

GaAs–Al_{0.3}Ga_{0.7}As, выращенном методом молекулярной эпитаксии. Образец содержит 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, а компенсирующая примесь (Si) вносилась в узкую область шириной 5 нм в центре барьеров. Концентрация акцепторной примеси в ямах была равна $N_a \approx 10^{12} \text{ см}^{-2}$, что соответствует значению $Na^2 = 0.09$. Это примерно в 1.5–2 раза меньше значения Na^2 , соответствующего переходу Мотта–Андерсона в двумерных структурах со степенью компенсации, близкой к 1/2. Степень компенсации донорными примесями в барьере с концентрацией N_d составляла $N_d/N_a \sim 0.1$. Существенно, что компенсирующие примеси располагались вне двумерного проводящего слоя, что уменьшает энергетический беспорядок в примесной зоне и способствует виртуальному переходу Андерсона [5].

При низких температурах температурная зависимость проводимости (рис. 1а) следует закону Аррениуса с малой энергией активации $\varepsilon_4 \approx 3 \text{ мэВ}$. Это соответствует активации носителей с уровня Ферми в делокализованные состояния в примесной зоне. При высоких температурах становятся важны другие процессы, идущие с энергией активации $\varepsilon_1 \approx 22 \text{ мэВ}$. Мы предполагаем, что это — активация дырок в валентную зону. При температурах $T \approx 4 \text{ К}$ и токе 1 нА наблюдался пробой, характерный для систем с виртуальным переходом Андерсона.

На рис. 1б приведены результаты измерения магнитосопротивления в образце при температуре 8 К. Скорость развертки магнитного поля составляла 0.8 Тл/мин. При достаточно больших полях (около 10 Тл) магнитосопротивление положительно и сильно анизотропно, что естественно для двумерных структур с квантовыми ямами. Однако при малых полях магнитосопротивление оказывается изотропным, отрицательным и линейным. Такое поведение магнитосопротивления было подробно описано в работе [7]. Изотропный характер магнитосопротивления в двумерной структуре может указывать на его спиновую природу. Ниже мы покажем, что именно такой характер магнитосопротивления следует ожидать в случае появления в образце спинового стекла.

Изображенное на рис. 1б магнитосопротивление было измерено после первого (после охлаждения образца) включения магнитного поля и при большой скорости развертки. Однако при непрерывном пилообразном изменении магнитного поля магнитосопротивление медленно релаксирует к стационар-

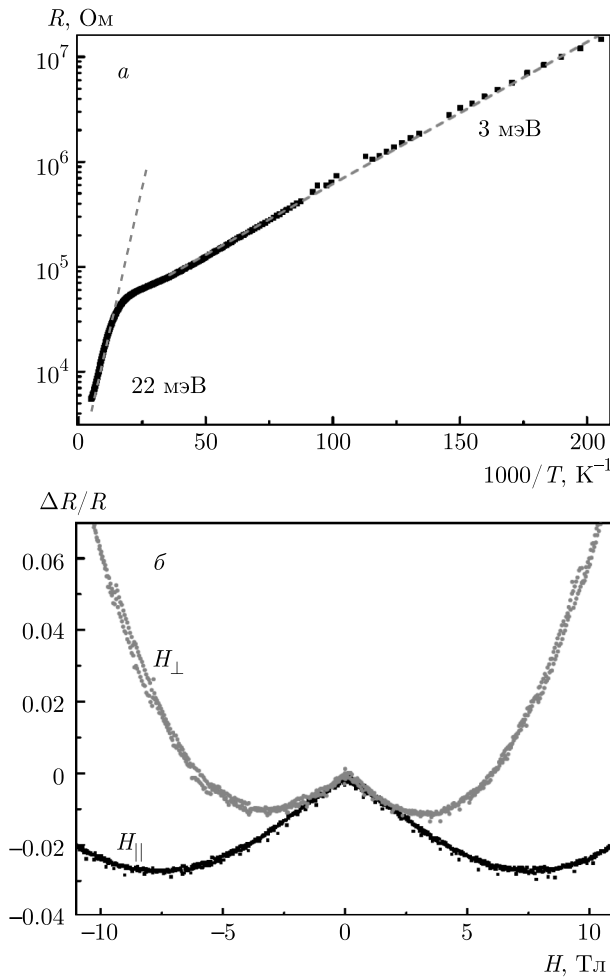


Рис. 1. а) Зависимость сопротивления образца от температуры. Штриховыми прямыми изображен закон Аррениуса с энергиями активации $\epsilon_1 \approx 22$ мэВ и $\epsilon_2 \approx 3$ мэВ. б) Зависимости магнитосопротивления, измеренного при 8 К для двух направлений магнитного поля: параллельного (H_{\parallel}) и перпендикулярного (H_{\perp}) плоскости образца

ной форме, как показано на рис. 2а. Магнитосопротивление измерялось при токе 1 нА и температуре 4.2 К, скорость развертки магнитного поля 0.2 Тл/мин. Видно, что сопротивление медленно уменьшается после приложения магнитного поля независимо от его направления. Очень похожая зависимость магнитосопротивления от времени наблюдалась в спиновом стекле, возникающем в субмонослойных пленках железа [8]. На рис. 2б построена зависимость медленной релаксации сопротивления от времени в логарифмическом масштабе. Исследуя поведение сопротивления в точках, соответствующих магнитному полю, равному нулю (показаны стрелками на рис. 2б), можно заметить, что в процессе релаксации сопротивление зависит от вре-

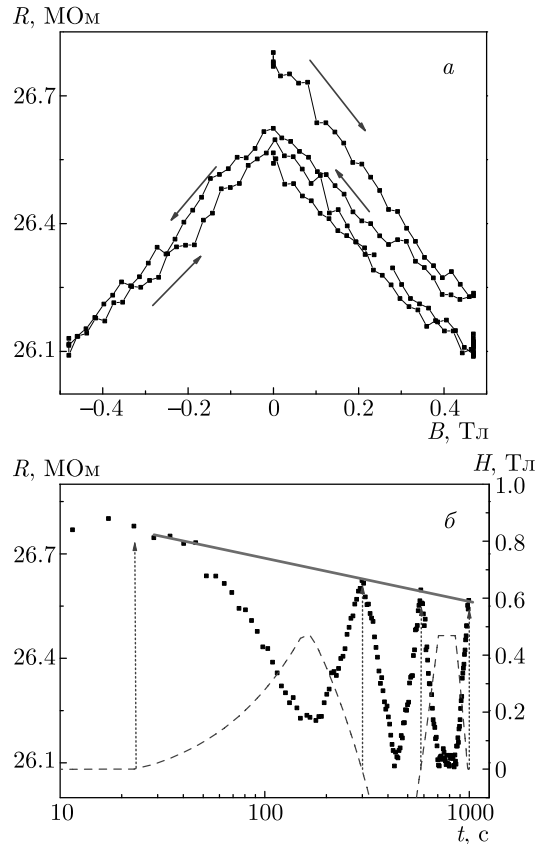


Рис. 2. Зависимости сопротивления при температуре 4.2 К при скорости развертки магнитного поля 0.2 Тл/мин, а — зависимость сопротивления от поля при нескольких последовательных изменениях магнитного поля. Стрелками показано направление изменения магнитного поля; б — зависимость сопротивления от времени в логарифмическом масштабе. Стрелками показаны точки, соответствующие нулевому полю. Штриховая линия изображает протокол развертки поля. Прямая соответствует закону $R = R_0 - \delta R \ln t$

мени как линейная функция $\ln t$. Такая зависимость является одним из характерных признаков спинового стекла.

Похожая картина наблюдалась и при температуре 7 К (рис. 3). На рис. 3а изображены протокол изменения магнитного поля от времени (синяя штриховая линия), а также зависимость сопротивления от времени. Важно, что в этой схеме развертки поля есть промежутки времени, когда поле удерживалось при нулевом значении. В эти моменты времени было возможно провести измерение температуры образца. На рис. 3б изображена зависимость сопротивления от времени в логарифмическом масштабе. В моменты времени, когда магнитное поле равнялось нулю, приведены измерения тем-

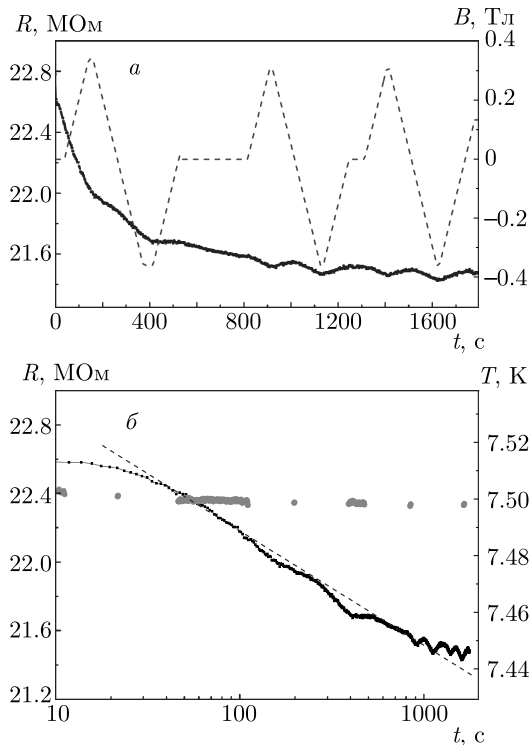


Рис. 3. (В цвете онлайн) Зависимости сопротивления при медленной развертке магнитного поля при температуре 7 К: *a* — зависимости сопротивления (черная сплошная линия) и магнитного поля (синяя штриховая линия) от времени; *б* — зависимости сопротивления (черная сплошная линия) и температуры (красные точки) от времени в логарифмическом масштабе

пературы (красные точки). Флуктуации температуры с учетом точности измерений составляли примерно 0.01 К, что с учетом температурной зависимости $R \propto \exp(3 \text{ мэВ}/T)$ соответствует изменению сопротивления на 0.6 % и позволяет исключить нестабильность температуры как паразитное явление, приводящее к медленным релаксациям. Штриховая прямая на рис. 3б показывает, что и в этом случае медленная релаксация сопротивления хорошо описывается законом

$$R = R_0 - \delta R \ln t,$$

характерным для спиновых стекол.

Контроль температуры в процессе измерения медленной релаксации однозначно свидетельствует о том, что она связана непосредственно со свойствами образца. Однако в диэлектрических материалах существует еще один физический механизм, приводящий к медленной релаксации свойств со временем, так называемое кулоновское стекло [9]. С помощью этого механизма были объяснены медлен-

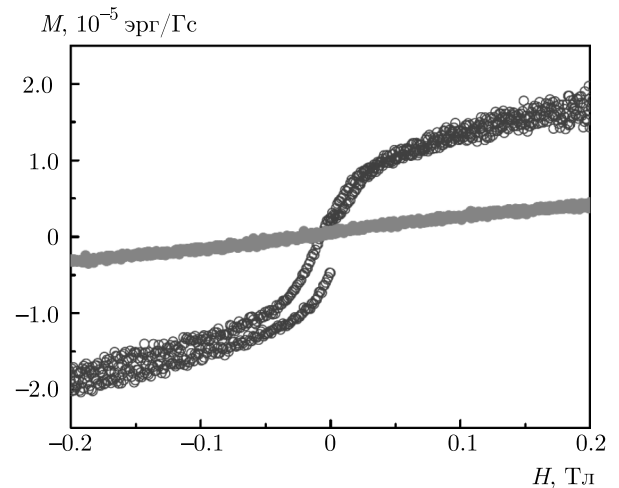


Рис. 4. (В цвете онлайн) Зависимость магнитного момента M образца от поля при медленной развертке магнитного поля при $T = 2$ К (синие кружки), наблюдается гистерезис в полях около 0.1 Тл. Для сравнения приведена кривая намагниченности аналогичного образца, находящегося на металлической стороне перехода Мотта – Андерсона (красные заполненные кружки)

ные релаксации магнитосопротивления в похожей системе с модуляционно-легированными квантовыми ямами, где и барьеры, и ямы легировались акцепторами, что приводило к заполнению верхней зоны Хаббарда [10, 11]. Тем не менее кулоновское стекло тесно связано с температурной зависимостью сопротивления

$$R \propto \exp\left(\sqrt{T_0/T}\right)$$

(так называемый закон Эфроса – Шкловского [12]). Этот закон наблюдался в работах [10, 11], но не наблюдается в исследуемом образце. Кроме того, механизм влияния магнитного поля на кулоновское стекло, вообще говоря, не очевиден. В работах [10, 11] был предложен подобный механизм, основанный на частичном заполнении верхней зоны Хаббарда. Этот механизм не применим в нынешнем случае, так как в исследуемом образце верхняя зона Хаббарда не заполнена.

Для того чтобы доказать, что медленные изменения сопротивления связаны именно с образованием спинового стекла, мы провели измерения кривой намагниченности (рис. 4). Намагниченность измерялась при медленной развертке магнитного поля и температуре 2 К. Синими кружками изображена кривая намагниченности нашего образца. Кривая содержит гистерезис в полях около 0.1 Тл. Для сравнения мы привели кривую намагниченности аналогичного образца, в котором концентрация акцептор-

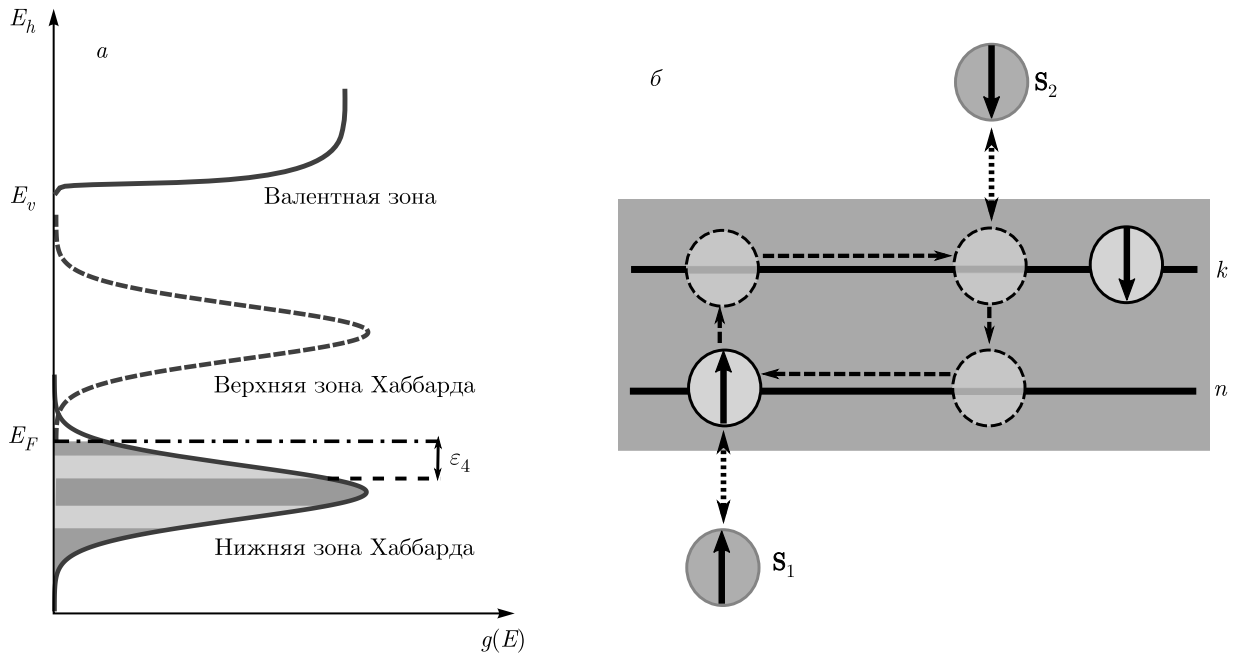


Рис. 5. а) Структура примесной зоны (зависимость плотности состояний g от энергии дырок E_h). б) Схема косвенного обменного взаимодействия

ной примеси составляла $1.5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$, а измерения проводимости показывали, что образец находится на металлической стороне перехода Мотта–Андерсона (красные заполненные кружки). В этом образце гистерезис не наблюдается. Гистерезис кривых намагниченностей, как и линейная зависимость сопротивления от $\ln t$, является одним из характерных признаков спинового стекла.

Полученные нами данные говорят, что в нашем образце реализуется фаза спинового стекла. Ниже, в разд. 3, мы покажем, почему спиновое стекло может возникать в немагнитных полупроводниках, где наблюдается виртуальный переход Андерсона. В разд. 4 мы покажем, как с фазой спинового стекла связано изотропное отрицательное магнитосопротивление.

3. КОСВЕННОЕ ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В МАТЕРИАЛАХ С ВИРТУАЛЬНЫМ ПЕРЕХОДОМ АНДЕРСОНА

В этом разделе мы показываем, что виртуальный переход Андерсона приводит к особенному косвенному обменному взаимодействию, не характерному ни для диэлектрических, ни для металлических систем. Оно связано с комбинацией сильнолокали-

зованных состояний и однократно заполненных делокализованных состояний. Заметим, что однократность заполнения тесно связана с тем, что система находится на диэлектрической стороне перехода Мотта: в металлических системах делокализованные состояния ниже уровня Ферми заполнены двукратно.

Структура примесной зоны в исследуемом образце изображена на рис. 5а. По вертикальной оси на рисунке отложена энергия дырок E_h , соответственно, валентная зона находится наверху зонной диаграммы. По горизонтальной оси отложена плотность состояний $g(E)$. Примесные состояния (нижняя зона Хаббарда) заполнены дырками вплоть до энергии Ферми E_F . При этом дырки могут быть разделены на сильнолокализованные, имеющие длину локализации, сопоставимую с длиной локализации одиночного акцептора (показанные красным цветом) и делокализованные (показаны зеленым). Так как длина локализации как функция энергии непрерывна, между этими двумя областями лежат «псевдолокализованные» состояния. Для этих состояний волновые функции имеют конечную длину локализации \tilde{a} , однако эта длина больше характерного расстояния между примесями $N^{-1/2}$. Уровень Ферми лежит в области сильнолокализованных дырок. Проводимость определяется активацией делокали-

зованных дырок из «зеленой» области на зонной диаграмме в состоянии выше уровня Ферми. Этой активации соответствует энергия ε_4 .

Для нашей задачи важно, что система все еще находится на диэлектрической стороне перехода Мотта, т. е. энергия Хаббарда $E_{Hub} > I$, где I — типичное значение интегралов перекрытия. Это означает, что делокализованные и псевдоделокализованные состояния заполнены лишь однократно. Двукратное заполнение состояния соответствует верхней зоне Хаббарда, которая отделена от нижней достаточно большой энергией E_{Hub} и обозначена на рис. 5а штриховой линией. В равновесии верхняя зона Хаббарда не заполнена, однако ее наличие делает возможными виртуальные переходы дырок между различными делокализованными уровнями. Такие переходы связаны с виртуальным увеличением энергии дырки на величину E_{Hub} . В полностью металлической системе, где делокализованные состояния заполнены двукратно, подобные виртуальные переходы между заполненными уровнями невозможны. Мы предполагаем, что дырки в делокализованных состояниях остаются парамагнитными. Тем не менее, мы считаем, что делокализованные дырки могут участвовать в обменном взаимодействии между спинами локализованных дырок.

Рассмотрим обменное взаимодействие спинов двух дырок в сильнолокализованных состояниях. Известно, что между ними существует прямой обмен, энергия которого J_{dir} экспоненциально убывает с расстоянием:

$$J_{dir} \sim J_0 \exp\left(-\frac{2}{a}|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|\right) \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2. \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2$ — положения спинов, $a \ll N^{-1/2}$ — длина локализации для сильнолокализованных состояний, J_0 — энергия взаимодействия двух близко расположенных спинов, \mathbf{S}_1 и \mathbf{S}_2 — операторы спинов сильнолокализованных дырок.

Тем не менее существует также обменная энергия между локализованным в точке \mathbf{R}_1 спином и делокализованными дырками. Оператор такого обмена можно написать в виде $J_0 a^2 \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{s}(\mathbf{R}_1)$. Здесь $\mathbf{s}(\mathbf{R}_1) = \mathbf{s}\delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_1)$ — оператор спина делокализованных дырок с координатой \mathbf{r} , равной \mathbf{R}_1 . Эта обменная энергия может приводить к виртуальным переходам между делокализованными уровнями, которые, в свою очередь, приводят к косвенному обменному взаимодействию между локализованными дырками. В первом порядке по J_0/E_{Hub} энергию такого косвенного обмена можно записать в виде

$$J_{ind} = \frac{1}{2} \sum_{n,k} \frac{2J_0^2 a^4 (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{s}(\mathbf{R}_1))_{nk} (\mathbf{S}_2 \cdot \mathbf{s}(\mathbf{R}_2))_{kn}}{\varepsilon_n - \varepsilon_k - E_{Hub}}. \quad (2)$$

Схематично процесс, соответствующий слагаемому n, k , изображен на рис. 5б. Обменное взаимодействие с локализованным спином \mathbf{S}_1 виртуально переводит дырку с уровня n на уровень k верхней зоны Хаббарда. Этот процесс возможен, только если спин дырки, уже занимающей состояние k в нижней зоне Хаббарда, противоположен спину дырки на уровне n , что приводит к множителю $1/2$ перед суммой. Далее дырка движется по делокализованному уровню k и взаимодействует с локализованным спином \mathbf{S}_2 , приводя к косвенному обменному взаимодействию.

Так как мы предполагаем $E_{Hub} \gg |\varepsilon_n - \varepsilon_k|$, энергию косвенного обмена можно оценить как

$$J_{ind} \sim -\frac{J_0^2}{E_{Hub}} \Lambda(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2, \quad (3)$$

где $\Lambda(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2)$ — двухдырочная корреляционная функция,

$$\Lambda(\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2) = \sum_{n,k} \psi_n^*(\mathbf{R}_1) \psi_n(\mathbf{R}_2) \psi_k^*(\mathbf{R}_2) \psi_k(\mathbf{R}_1). \quad (4)$$

Здесь суммирование по n и k происходит по всем делокализованным и псевдоделокализованным состояниям (поскольку длина локализации псевдоделокализованных состояний больше расстояния между примесями, они, как и делокализованные состояния принимают участие в косвенном обмене), $\psi_n(\mathbf{r})$ — волновая функция делокализованного состояния n .

Такой механизм косвенного обмена напоминает РККИ-обмен в металлах [13], но также имеет и существенные отличия. В металлах состояния ниже уровня Ферми двукратно заполнены, все состояния выше уровня Ферми пусты. Из-за этого даже виртуальные переходы могут идти, только если состояние n лежит ниже уровня Ферми, а k — выше. В нашем случае все состояния заполнены однократно, так что n и k — любые делокализованные состояния. Необходимо, разумеется, чтобы они были заполнены дырками с разными проекциями спина, что происходит с вероятностью $1/2$. При этом в обменной энергии (3) в знаменателе появляется E_{Hub} .

Косвенная обменная энергия содержит малый множитель J_0/E_{Hub} , однако она не убывает экспоненциально на расстояниях порядка a . Ее зависимость от расстояния определяется функцией Λ . При малых $|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|$ функция Λ положительна, и ее можно оценить как $N^2 a^4$. Ее зависимость от расстояния $|\mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2|$ связана с характером состояний, которые обеспечивают косвенный обмен.

Для псевдолокализованных состояний с длиной локализации \tilde{a} имеем $\Lambda \propto \exp(-2|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|/\tilde{a})$, т.е. Λ убывает экспоненциально, но на больших длинах $\tilde{a} \gg N^{-1/2}$, что позволяет иметь эффективный обмен со многими соседями. Для состояний с определенным импульсом, волновые функции которых представляют собой осциллирующие экспоненты, асимптотика Λ была бы степенной (пропорциональной $1/|\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j|^2$). При этом кроме степенного убывания функция $\Lambda(\mathbf{R}_i - \mathbf{R}_j)$ содержала бы некоторые осцилляции, но всегда оставалась бы положительной. Вблизи перехода металл–диэлектрик волновые функции имеют сложную структуру. Это может, в принципе, сделать функцию Λ отрицательной на определенных расстояниях.

Для нашей теории важно, что косвенный обмен приводит к обменной энергии порядка J_0^2/E_{Hub} , имеющей отрицательный или случайный знак, на расстояниях, по крайней мере сопоставимых с несколькими расстояниями между примесями. Это нарушает основные предположения теории [3], из которых следует, что при низкой температуре спины образуют глобальное синглетное состояние.

Наиболее вероятная спиновая структура, возникающая при низких температурах при конкурирующих отрицательной J_{dir} и положительной (или имеющей случайный знак) J_{ind} энергиях обмена, — это спиновое стекло. Наличие в образце спинового стекла позволяет объяснить наши результаты: медленную релаксацию магнитосопротивления и гистерезис кривой намагниченности. Ниже мы покажем также, что с помощью спинового стекла можно объяснить и необычное изотропное отрицательное магнитосопротивление.

4. МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ

Как правило, отрицательное магнитосопротивление, линейное по магнитному полю, в диэлектрических образцах связывают с интерференционными (орбитальными) явлениями в прыжковой проводимости [14, 15]. При проводимости по делокализованным состояниям орбитальное отрицательное магнитосопротивление может быть связано с явлением слабой локализации. В обоих случаях магнитосопротивление определяется потоком магнитного поля через некий замкнутый контур, соответствующих возможным путями движения электрона или дырки. Магнитосопротивление должно исчезать в случае, когда движение носителей происходит в одной плоскости и направление магнитного поля так-

же лежит в этой плоскости. Тем не менее измеренное нами отрицательное магнитосопротивление изотропно (см. рис. 1б). Это указывает на его спиновую природу и его связь с фазой спинового стекла. Заметим, что отрицательное магнитосопротивление, линейное в определенной области полей, наблюдалось в различных материалах, где фаза спинового стекла связана с магнитными атомами [8, 16–18]. В этом разделе мы показываем, как такое магнитосопротивление может появляться в спиновых стеклах из-за близости материала к переходу металл–диэлектрик.

Вблизи перехода Андерсона проводимость системы достаточно резко зависит от соотношения $\Delta E/I$, где I — типичное значение интегралов перекрытия, ΔE — разброс энергий примесей. Мы предполагаем, что ΔE состоит из двух частей: случайной энергии ΔE_0 , связанной со случайными электрическими полями, и спиновой случайной энергии ΔE_s . При этом $\Delta E_s \ll \Delta E_0$ и напрямую зависит от намагниченности локализованных спинов. Если локализованные спины полностью поляризованы, то магнитного беспорядка нет и $\Delta E_s = 0$. Эти две энергии никак не коррелированы друг с другом, поэтому полный разброс случайной энергии можно описать как

$$\Delta E = \sqrt{(\Delta E_0)^2 + (\Delta E_s)^2} = \Delta E_0 + \frac{1}{2} \frac{\Delta E_s^2}{\Delta E_0}. \quad (5)$$

Сопротивление системы является функцией $\Delta E/I$, поэтому поправку к нему можно описать как

$$\delta R = \frac{\partial R}{\partial \Delta E/I} \frac{\Delta E_s^2}{2I \Delta E_0}. \quad (6)$$

Для объяснения изотропного линейного магнитосопротивления мы используем модель капель. Мы предполагаем, что спиновое стекло имеет самоподобную структуру, т.е. его поведение можно рассматривать на различных масштабах, различающихся в какое-то число раз.

Рассмотрим масштаб m (где m — длина, измеренная в единицах $N^{-1/2}$, соответствующих расстоянию между соседними локализованными спинами). На этом масштабе мы можем считать, что спиновое стекло условно разбито на капли с концентрацией порядка m^{-2} . Внутри капли спины жестко связаны в каких-то случайных положениях, однако капля может перевернуть свой спин как целое. Полный спин капли связан со случайным характером спинов внутри нее. Он пропорционален корню из площади капли, $\sqrt{m^2} = m$. Соответственно, зеemannовская энергия капли на этом масштабе может быть оценена как $\mu_B g H m$, где μ_B — магнетон Бора, g —

g -фактор дырки. Если границу капли провести фиксированным образом, то с учетом того, что обменная энергия имеет случайный знак, энергия границы капли окажется порядка $\tilde{J}_0 m^{1/2}$. Здесь $\tilde{J}_0 \lesssim J_0$ — характерная обменная энергия, приходящаяся на одну пару локализованных спинов. Уже в таком приближении видно, что вначале происходит перемагничивание на больших масштабах, а только потом — на малых. Тем не менее существует очень большое число возможностей, как именно провести границу капли. Намагниченность капли будет переворачиваться в тот момент, когда зеемановская энергия станет больше минимальной из энергий ее границы. Чем больше размер капли, тем больше существует возможностей провести ее границу. Таким образом, энергия границы больших капель будет существенно меньше $\tilde{J}_0 m^{1/2}$. Соответственно, мы предполагаем, что энергия границы капли зависит от ее размера:

$$J(m) = \tilde{J}_0/m^\alpha, \quad \alpha > -1/2.$$

Мы ожидаем, что величина α может быть положительной, т. е. из-за того, что у больших капель существует очень большое число независимых способов выбора границы, энергия границы даже уменьшается с увеличением размера капли. Подобная модель капель рассматривалась в работе [19].

Капли масштаба m намагничиваются в поле $\mu_B g H = \tilde{J}_0/m^{\alpha+1}$. Или можно сказать наоборот, в магнитном поле H переворачиваются капли на масштабе

$$m = \left(\frac{\tilde{J}_0}{\mu_B g H} \right)^{1/(\alpha+1)}. \quad (7)$$

При намагничивании капель с масштабом m система получает средний спин порядка m^{-1} (поскольку суммарный спин капли порядка m , а концентрация капель порядка m^{-2}). При этом, так как соседние масштабы отличаются друг от друга в какое-то число раз (т. е. их последовательность образует геометрическую прогрессию), эту же оценку можно использовать и для полной намагниченности (средней проекции спина) в поле H :

$$\bar{S} = \left(\frac{\mu_B g H}{\tilde{J}_0} \right)^{1/(\alpha+1)}. \quad (8)$$

Заметим, что такая зависимость намагниченности от поля неаналитична в малых полях.

При выстраивании спинов случайная энергия ΔE_s , связанная с ними, становится меньше. Если средняя намагниченность равна \bar{S} , то примерно $(1 + \bar{S})/2$ спинов смотрят вверх, а $(1 - \bar{S})/2$ — вниз.

Это соответствует дисперсии проекций спина на ось магнитного поля $(1/4)(1 - \bar{S}^2)$. При этом спиновую случайную энергию можно описать как

$$\Delta E_s(H) = \Delta E_s(0) \sqrt{1 - \bar{S}^2}. \quad (9)$$

Это приводит к следующему выражению для магнитосопротивления:

$$R(H) - R(0) = -\frac{\partial R}{\partial \Delta E/I} \frac{\Delta E_s^2(0)}{I \Delta E_0} \left(\frac{\mu_B g H}{\tilde{J}_0} \right)^{2/(\alpha+1)}. \quad (10)$$

При $\alpha > 0$ магнитосопротивление неаналитично при $H \rightarrow 0$. При $\alpha = 1$ оно линейно.

В рамках рассмотренной простой модели намагниченности невозможно надежно определить α . Тем не менее эта модель не специфична для спинового стекла в полупроводниковых структурах, и ее результаты можно сравнить с численными расчетами и измерениями намагниченности и магнитосопротивления в более традиционных спиновых стеклах. Численные расчеты основного состояния двумерного изинговского спинового стекла [20–22] подтверждают неаналитичность зависимости намагниченности от магнитного поля. Тем не менее значения степени в зависимости $\bar{S} \propto H^{1/(\alpha+1)}$, полученные разными методами, различаются (от $1/(\alpha + 1) = 1/3$ [22] до $1/(\alpha + 1) = 0.77$ [21]). Несмотря на то, что мы предполагаем в нашем случае обменное взаимодействие гейзенберговским, мы надеемся, что результаты расчета намагниченности в двумерном изинговском спиновом стекле качественно применимы и к нашему случаю.

При сравнении наших результатов с данными для других спиновых стекол следует заметить, что хотя обсуждающийся нами механизм магнитосопротивления и связан с близостью перехода металл–диэлектрик, связь квадрата намагниченности и магнитосопротивления, $R(H) - R(0) \propto \bar{S}^2$, возникает и при других механизмах и наблюдалась, например, в металлических сплавах [23, 24], проявляющих свойства спинового стекла. Зависимость $\bar{S} \propto \sqrt{H}$ и связанное с этим линейное отрицательное изотропное магнитосопротивление наблюдались в сплаве $\text{Fe}_{61}\text{Ni}_{19}\text{Cr}_{20}$ [25]. Также отрицательное магнитосопротивление, линейное в определенной области полей, наблюдалось в спиновых стеклах, образующихся в субмонослойных пленках железа на InAs [8] и в гидрогенезированном графене [18]. Таким образом, хотя описанная нами картина и не универсальна (например, теоретическая модель не учитывает гистерезиса кривой намагниченности, который не очень велик

в нашем случае, но может играть определяющую роль в других спиновых стеклах), она согласуется с численными расчетами и результатами реальных экспериментов в некоторых спиновых стеклах.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы привели результаты экспериментов, показывающие, что легированный бериллием образец с квантовыми ямами GaAs–AlGaAs, в котором происходит виртуальный переход Андерсона, демонстрирует свойства, типичные для спиновых стекол. В частности, кривая намагниченности образца содержит гистерезис, и сопротивление образца медленно релаксирует во времени после приложения магнитного поля. Также в образце наблюдается изотропное отрицательное магнитосопротивление, линейное в широкой области магнитных полей. Мы связываем эти свойства с тем, что благодаря виртуальному переходу Андерсона в системе дырок, локализованных на акцепторах, возникает спиновое стекло. Его возникновение обусловлено косвенным обменом между спинами сильнолокализованных дырок через однократно заполненные состояния в области виртуального перехода Андерсона. Линейное изотропное отрицательное магнитосопротивление при этом связано с влиянием спинового стекла на переход металл–диэлектрик.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 19-02-00184). Теоретическая часть работы поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

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. St. Comm.* **183**, 2730 (2014).
3. R. N. Bhatt and P. A. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 344 (1982).
4. А. И. Вейнгер, А. Г. Забродский, Т. Л. Макарова, Т. В. Тиснек, С. И. Голощанов, П. В. Семенихин, *ЖЭТФ* **143**, 918 (2013).
5. Н. В. Агринская, В. И. Козуб, Д. С. Полоскин, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 202 (2007).
6. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, Yu. M. Galperin, and D. V. Shamshur, *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 395216 (2008).
7. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, N. Yu. Mikhailin, and D. V. Shamshur, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 77 (2017).
8. T. Mochizuki, R. Masutomi, and T. Okamoto, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 267204 (2008).
9. Sh. Kogan, *Phys. Rev. B* **57**, 9736 (1998).
10. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, D. V. Shamshur, and A. Shumilin, *Sol. St. Comm.* **149**, 576 (2009).
11. N. V. Agrinskaya, V. I. Kozub, D. V. Shamshur, A. V. Shumilin, and Y. M. Galperin, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**, 405301 (2010).
12. B. I. Shklovskii and A. L. Efros, *Electronic Properties of Doped Semiconductors*, Springer, Berlin (1984).
13. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
14. В. Л. Нгуен, Б. З. Спивак, Б. И. Шкловский, *Письма в ЖЭТФ* **41**, 35 (1985); *ЖЭТФ* **89**, 1770 (1985).
15. B. I. Shklovskii and B. Z. Spivak, in *Hopping Transport in Solids*, ed. by M. Pollak and B. Shklovskii, Elsevier, New York (1991), p. 271.
16. A. K. Nigam and A. K. Majumdar, *Phys. Rev. B* **27**, 495 (1983).
17. T. Okamoto, T. Mochizuki, M. Minowa, K. Komatsuzaki, and R. Masutomi, *J. Appl. Phys.* **109**, 102416 (2011).
18. B. R. Matis, B. H. Houston, and J. W. Baldwin, *ACS Nano* **10**, 4, 4857 (2016), <https://doi.org/10.1021/acsnano.6b01982>.
19. D. S. Fisher and D. A. Huse, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 1601 (1986).
20. F. Barahona, *Phys. Rev. B* **49**, 12864 (1994).
21. F. Liers and O. C. Martin, *Phys. Rev. B* **76**, 060405(R) (2007).
22. R. Sepehrinia and F. Chalangari, *Phys. Rev. B* **97**, 104201 (2018).
23. A. K. Majumdar, *Phys. Rev. B* **28**, 2750 (1983).
24. A. K. Majumdar and V. Oestreich, *Phys. Rev. B* **30**, 5342 (1984).
25. T. K. Nath and A. K. Majumdar, *Phys. Rev. B* **57**, 10655 (1998).