

03,05

Спин-поляризованный электрический ток в нанокompозите $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$

© Л.А. Сайпулаева¹, З.Ш. Пирмагомедов¹, М.М. Гаджиалиев¹, А.Г. Алибеков¹, Н.В. Мельникова², В.С. Захвалинский³, А.И. Риль⁴, С.Ф. Маренкин^{4,5}

¹ Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

² Уральский федеральный университет, Институт естественных наук и математики, Екатеринбург, Россия

³ Белгородский государственный национальный исследовательский университет, Белгород, Россия

⁴ Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, Москва, Россия

⁵ Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“, Москва, Россия

E-mail: l.saypulaeva@gmail.com

Поступила в Редакцию 24 ноября 2020 г.

В окончательной редакции 24 ноября 2020 г.

Принята к публикации 27 ноября 2020 г.

В нанокompозите $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ в интервале температур 10–350 К впервые измерены температурные зависимости электросопротивления и намагниченности. Показано, что электрофизические свойства $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ обусловлены спиновой поляризацией собственных электронов в матрице Cd_3As_2 спин-поляризованными электронами, инжектируемыми в нее из ферромагнитных нанокластеров MnAs. С ростом намагниченности всего образца, угол между намагниченностями отдельных нанокластеров уменьшается и спин-поляризованный ток возрастает. Кроме того, повышение концентрации собственных носителей в матрице приводит к увеличению спин-поляризованного тока. Эта концепция подтверждается и измерениями вольт-амперных характеристик (ВАХ) при напряжениях до 5 В при температурах как ниже критической температуры образования кластерного стекла $T_{cg} = 241$ (при 77 и 172 К), так и выше нее (при 273.15 и 373.15 К), которые обнаруживают отклонение от омичности, возрастающее с напряжением. Это означает, что чем больше спиновая поляризация собственных электронов в Cd_3As_2 , вследствие увеличения инжекции спин-поляризованных электронов из MnAs с напряжением, тем больше ток.

Ключевые слова: спин, нанокompозиты, вольт-амперные характеристики, сопротивление, спиновая поляризация, полупроводники, спиновая инжекция, намагниченность.

DOI: 10.21883/FTT.2021.04.50706.243

1. Введение

В работе [1] были получены композиты с высокими значениями магнетосопротивления, в которых в качестве матрицы использовали полупроводниковые соединения арсенида кадмия, а в качестве ферромагнитных нанокластеров — MnAs. Было показано [2–6], что электрические и магнитные свойства нанокompозита $(\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x)_3\text{As}_2$ определяются нанокластерами MnAs. Барические зависимости в области 3–4 ГПа удельного электросопротивления, коэффициента Холла, подвижности носителей заряда, концентрации носителей заряда и магнетосопротивления обнаруживают особенности, связанные с фазовыми переходами. Структурный переход от тетрагональной к моноклинной структуре в Cd_3As_2 происходит в области 2.6–4.67 ГПа [7]. А спин-переориентационный переход в MnAs при ~ 3.8 ГПа и ~ 110 К [8] существенно влияет на транспорт носителей тока и магнетосопротивление данного композита.

Пики магнетосопротивления на барических зависимостях повышаются с ростом магнитного поля. Исследования магнетосопротивления $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ обнаруживают инверсию знака при 7.8 ГПа, причем отрицательное магнетосопротивление (ОМС) достигает 0.36%. Поведение электросопротивления $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ при высоких давлениях (до 50 ГПа) хорошо согласуется с поведением легированных тройных оксидов переходных элементов и пленочных гетероструктур на их основе [9–11].

Основная цель статьи — объяснение природы обнаруженного нами отклонения от омичности зависимости тока от напряжения в нанокompозите $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$.

2. Методика исследований

При изучении температурных зависимостей ВАХ образец с контактами помещали в герметически плотную камеру, заполненную газообразным гелием. Вначале ка-

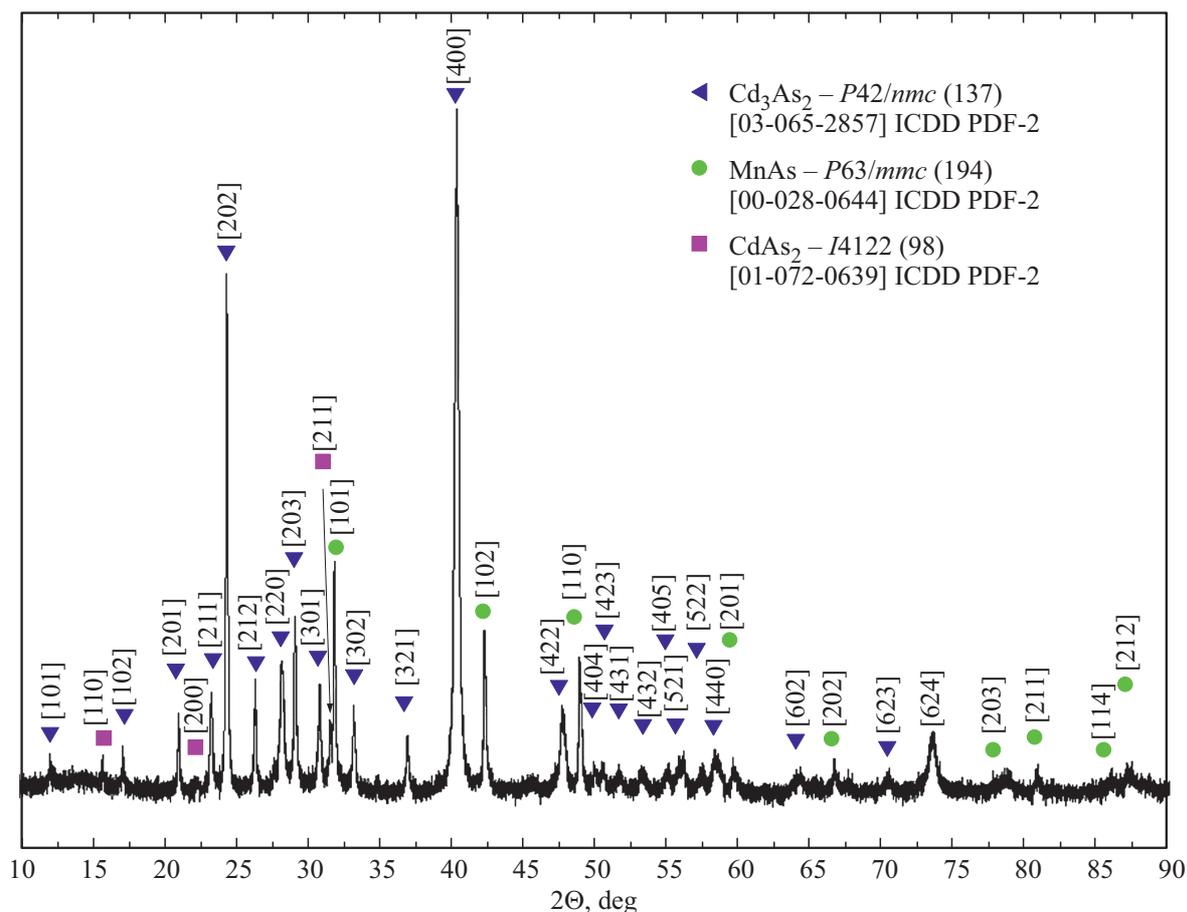


Рис. 1. Рентгенограмма образца $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$.

меру опускали в сосуд с жидким азотом для измерений в области температур 77–300 К, а затем помещали в термостат для измерений в интервале 300–372 К. Электродвижущую силу на образце и показания медь-константановых термопар измеряли потенциометром Ш-300. При определении зависимости ВАХ от температуры показания напряжения и тока снимали с помощью прибора Keithley 2000.

Исследование намагниченности $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ проводили с помощью СКВИД-магнитометра (Magnetic Property Measurement System-XL-7 EC) с чувствительностью при измерениях магнитного момента $1 \cdot 10^{-8} \text{ G} \cdot \text{cm}^3$. Масса образца составляла 67.09 mg. Образец охлаждали без поля до температуры 10 К, затем измеряли намагниченность в поле 100 Oe, нагревая образец до 350 К.

3. Результаты и обсуждение

$\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ представляет собой сложную систему, состоящую из ферромагнитных гранул MnAs , расположенных случайным образом в полупроводниковой матрице Cd_3As_2 . Такая морфология обуславливает неравномерное распределение электрического поля в

объеме образца. Электронно-микроскопическое исследование $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ позволило установить, что размеры нанокластеров MnAs варьируются в пределах 10–50 nm [12]. Обычно характерные диаметры нанокластеров MnAs составляют 20–30 nm. Отдельные экземпляры с размерами более 50 nm, по нашему мнению, могут находиться только в приповерхностных областях, а не в объеме композита, поскольку последнее привело бы к существенному повышению энергий деформации как матрицы, так и ее вкраплений. Следовательно, вполне обоснованно можно считать, что объемные физические свойства исследуемого нами композитного материала обусловлены нанокластерами MnAs с диаметрами от 20 до 30 nm.

Рентгенограмма $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ (рис. 1) подтверждает, что он состоит из двух фаз: Cd_3As_2 и MnAs (некоторые рентгенограммы дают минорные пики, относящиеся к CdAs_2).

Микроструктура образца свидетельствует об эвтектическом разделении расплава при отвердевании на систему из двух веществ: Cd_3As_2 и MnAs . Причем, последнее представлено в виде сфероподобных гранул, что может указывать на то, что такое разделение имело место еще в расплаве [12].

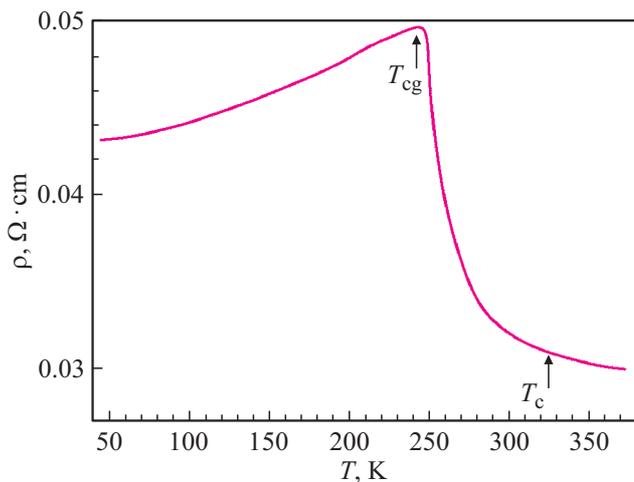


Рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления нанокompозита $Cd_{48.6}Mn_{11.4}As_{40}$ в интервале температур 40–380 К. Критическая температура кластерного стекла $T_{cg} = 241$ К, точка Кюри $T_C = 325$ К.

Из температурной зависимости электросопротивления композита $Cd_{48.6}Mn_{11.4}As_{40}$ (рис. 2) видно, что для него при температурах ниже критической температуры образования кластерного стекла $T_{cg} = 241$ К (точка максимума на графике) характерен металлический тип проводимости, а выше этой температуры — полупроводниковый (термоактивационный) тип проводимости. Такое поведение электросопротивления согласуется с СЭМ-картиной скола исследованного образца [12], из которой видно, что образец представляет из себя эвтектический сплав из практически не соприкасающихся друг с другом нанокластеров $MnAs$, внедренных в полупроводниковую матрицу Cd_3As_2 . Если бы существовала сколь-нибудь значительная перколяционная проводимость фазы Cd_3As_2 , то металлический характер проводимости наблюдался бы вплоть до температуры Кюри 325 К для $MnAs$. Как видно из рис. 2, выше $T_{cg} \approx 241$ К металлическая проводимость сменяется „полупроводниковой“. Так как двухфазная система из ферромагнитного $MnAs$ и немагнитной матрицы Cd_3As_2 имеет место как выше, так и ниже T_{cg} , такое поведение трудно объяснить. Казалось бы, должно иметь место комплексное поведение, соответствующее сумме металлической и полупроводниковой электрической проводимости. И как результат их конкуренции, наблюдаться некая монотонная вплоть до температуры Кюри $T_C \approx 325$ К зависимость. Однако, реальная картина на рис. 2 наводит на мысль о влиянии нанокластеров на резистивные свойства матрицы.

Ключом к разгадке такого аномального поведения электрической проводимости в мезоскопической нанокompозитной системе является модель двойного обмена по Зинеру, так как зависимость электросопротивления в манганитах и в нанокompозите $Cd_{48.6}Mn_{11.4}As_{40}$ качественно совпадают. Однако, манганиты являются микроскопической атомарной системой, в которой электрон

переходит от катиона марганца Mn^{3+} через диамагнитный анион кислорода O^{2-} к Mn^{3+} . Причем, вероятность обмена существенно возрастает, когда спины электрона и катионов Mn^{3+} и Mn^{3+} сонаправлены, т. е. ферромагнитны. При этом электросопротивление при $T < T_C$ ведет себя в соответствии с металлическим типом проводимости. Когда же спины соседних катионов не параллельны из-за температурной дезориентации, т. е. в парамагнитном состоянии при $T > T_C$, электросопротивление имеет полупроводниковый тип.

Таким образом, точка Кюри T_C микроскопической системы с двойным обменом (например, манганита) аналогична точке кластерного стекла T_{cg} мезоскопической системы $Cd_{48.6}Mn_{11.4}As_{40}$. Это, продолжая аналогию, позволяет предположить, что не только диполь-дипольное магнитное взаимодействие между нанокластерами $MnAs$, но и вызванная их намагниченностью спиновая поляризация тока способствует ферромагнитному упорядочению.

На правдоподобность такого сценария указывает аномальное понижение намагниченности с падением температуры после перехода в ферромагнитное состояние (рис. 3). Обычно в подобном случае намагниченность возрастает вследствие уменьшения разупорядочивающего действия температуры. Действительно, с понижением температуры концентрация собственных носителей в матрице Cd_3As_2 уменьшается, что приводит к снижению спин-поляризованного тока между нанокластерами $MnAs$.

Это, в свою очередь, приводит к снижению намагниченности системы, обусловленной упорядочивающим действием спин-поляризованного тока. Уменьшение намагниченности при охлаждении образца от T_{cg} до 10 К составляет около 3.3%. Так что, хотя эффект и небольшой, но достоверный на фоне высокой точности измерений намагниченности. Это наводит на мысль о том,

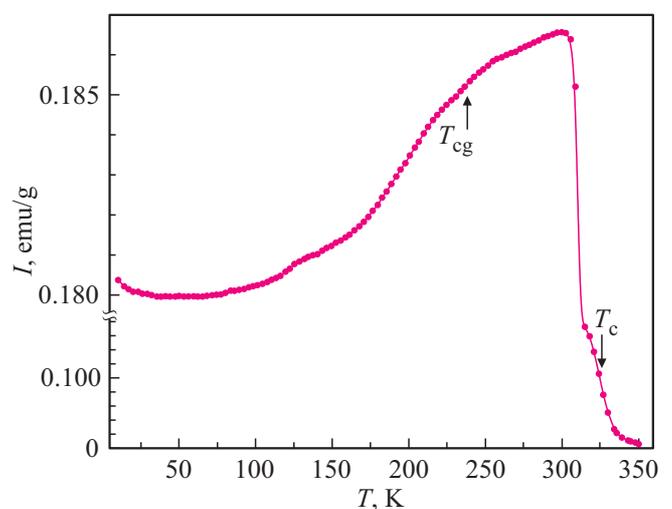


Рис. 3. Температурная зависимость удельной намагниченности $Cd_{48.6}Mn_{11.4}As_{40}$. Точка Кюри $T_C = 325$ К соответствует точке перегиба кривой $(\partial^2 I(T)/\partial T^2 = 0)$.

что в данном случае мы имеем дело с мезоскопическим вариантом двойного обмена: не только схлопывание углов между намагниченностями ферромагнитных нанокластеров приводит к заметному увеличению спин-поляризованного тока между ними, но сам этот ток, в свою очередь, благоволит ферромагнитному упорядочению намагниченностей нанокластеров, т.е. возрастанию намагниченности наноконкомпозита $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$. Следовательно, изменяя спин-поляризованный ток с помощью приложенного к образцу электрического поля, можно изменять намагниченность образца. Так же как это имеет место, например, в манганитах [9], в сверхпроводниках на основе железа [11], а также в многослойных магнитных сэндвич-структурах на их основе [10]. Но с одним очень важным преимуществом — пробырочная „выплавка“ наноконкомпозита намного дешевле изготовления полупроводниковой гетероструктуры методом молекулярно-лучевой эпитаксии. В макроскопическом аналоге двойного обмена вместо магнитоактивных катионов выступает мезоскопический кластер MnAs , а в качестве среды, передающей заряд и спин электрона, вместо аниона кислорода O^{2-} выступает дираковский полуметалл Cd_3As_2 n -типа проводимости. Примечательно, что также как и для систем с двойным обменом, для исследованной нами наноструктурированной эвтектики из Cd_3As_2 с ферромагнитными мезоскопическими вкраплениями MnAs присущи, как видно из упомянутого выше ОМС, структурные и магнитные фазовые переходы [5].

Как видно из рис. 3, что с ростом температуры после $T \approx 310$ К наблюдается резкое уменьшение магнитной восприимчивости материала, что объясняется переходом из „ферромагнитного“ в парамагнитное состояние. „Температура Кюри“ T_c композита, оцененная по точке перегиба кривой $\chi(T)$ (где $\partial^2\chi/\partial T^2 = 0$), полученной при постоянной напряженности магнитного поля 100 Ое, составляет 325 К (см. рис. 3), что согласуется с данными, полученными ранее для композитов с другим содержанием кластеров MnAs [13] и близка к настоящей точке Кюри $T_c = 318$ К истинного ферромагнетика MnAs . Как видно из рис. 4 для исследованного композита характерна малая величина коэрцитивной силы (< 10 Ое), что согласуется с малыми, то есть суперпарамагнитными, размерами вкраплений MnAs в матрицу Cd_3As_2 . Композит $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ лишь по некоторым внешним проявлениям ведет себя как ферромагнетик, представляя собой комплекс нанокластеров MnAs в диэлектрическом „наполнителе“ Cd_3As_2 . В частности, он лишь имитирует точку Кюри. Вот почему температура Кюри для него взята в кавычки, а соответствующий индекс является строчной буквой, соответствующей первой букве слова critical, но не фамилии Curie, начинающейся с заглавной буквы. Не называя композит $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ истинным ферромагнетиком, мы подразумеваем, что магнитные взаимодействия в его объеме неоднородны: лишь внутри кластеров существует ферромагнитное обменное взаимодействие, тогда как меж ними имеет место лишь магнитное диполь-

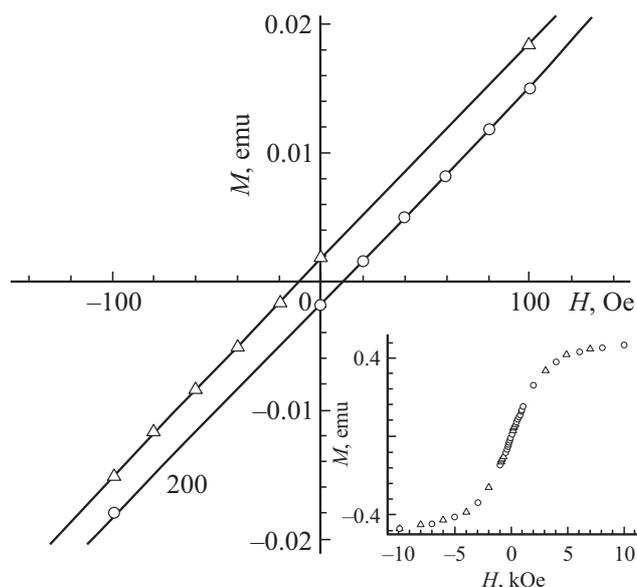


Рис. 4. Участок изотермической петли гистерезиса намагниченности $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ при 300 К, демонстрирующий небольшую величину коэрцитивной силы (10 Ое). Во вставке петля намагниченности — ввиду малости гистерезиса незаметен. Кружки — увеличение напряженности магнитного поля, треугольники — уменьшение.

дипольное взаимодействие, которое при так называемой точке Кюри $T_c = 325$ К оказывается способным ферромагнитно упорядочить суперпарамагнитные кластеры MnAs . Во многих работах не проводят терминологического различия, между истинным ферромагнитным и суперпарамагнитным состоянием. По-нашему, правы и те, и другие. Если рассматривать магнитные взаимодействия во всем объеме образца, то эти состояния следует различать. Если же интересует лишь внешнее упорядоченное состояние, когда все „магнитные стрелки“ смотрят в одну и ту же сторону, то отсутствие строгого терминологического различия между ферромагнетизмом и суперпарамагнетизмом допустимо. Тем более, что, в действительности, суперпарамагнетизм, не имеет ничего общего с парамагнетизмом: суперпарамагнетиком называют однодоменную ферромагнитную частицу лишь для того, чтобы подчеркнуть спонтанную неустойчивость ее намагниченности относительно направления внешнего магнитного поля, аналогичного поведению магнитного момента парамагнитного атома или молекулы, либо элементарной частицы, обладающей отличным от нуля магнитным моментом (электрон, протон и т.д.).

Для выявления возможного вклада в электрическую проводимость спиновой поляризации носителей тока нами были проведены измерения изотермических зависимостей электросопротивления $\text{Cd}_{48.6}\text{Mn}_{11.4}\text{As}_{40}$ от приложенного напряжения как при температурах ниже $T_{cg} = 241$ К, а именно при 77.8 и 172 К, так и выше нее, при 273.15 и 373.15 К (рис. 5).

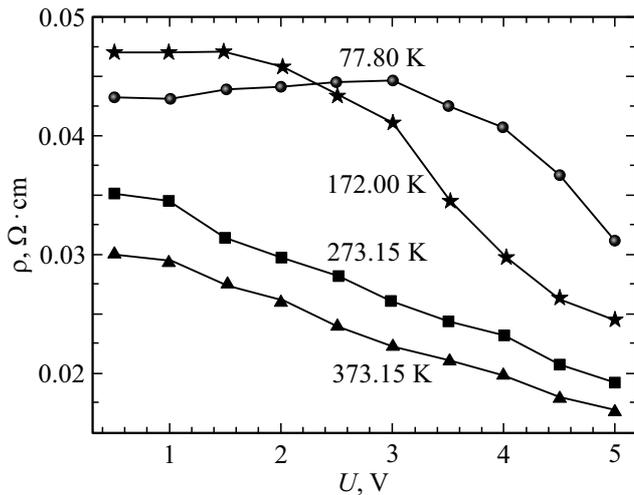


Рис. 5. Изотермическая магнитно-полевая зависимость удельного электросопротивления $Cd_{48.6}Mn_{11.4}As_{40}$ при 300 К.

В отсутствие спиновой поляризации носителей в исследованном образце ток пропорционален приложенному напряжению и выполняется закон Ома — электросопротивление постоянно. Однако, электросопротивление зависит от напряжения (рис. 5). В состоянии кластерного стекла при $T < T_{cg}$ сопротивление падает нелинейно и резко. При этом его относительное изменение при 172 К значительно выше, чем при азотной температуре, а именно, в 2.2 и 1.3 раза. То, что начало зависимости при 172 К выше, чем начало зависимости при 77 К объяснимо „металлическим“ характером проводимости в состоянии кластерного стекла, т.е. при $T < T_{cg}$.

При $T > T_{cg} = 241$ К, т.е. при 273.15 и 373.15 К, электросопротивление понижается линейно, причем с почти одинаковыми наклонами прямых. При температурах выше T_{cg} начинает проявляться температурное разупорядочение направлений намагниченностей нанокластеров MnAs. Поэтому спиновая поляризация при $T > T_{cg}$ проявляется слабее. При $T > T_{cg}$ поведение электросопротивления сменяется на полупроводниковое, при котором с ростом температуры сопротивление понижается. Вот почему на рис. 6 зависимость при 373.15 К расположена ниже, чем зависимость при 273.15 К.

Уменьшение электросопротивления с увеличением приложенного напряжения объясняется усилением спиновой поляризации с ростом тока: чем больше спин-поляризованных электронов проникает из нанокластеров MnAs во вмещающую их матрицу Cd_3As_2 , тем сильнее они поляризуют собственные электроны этой матрицы; в результате ток увеличивается, так как электронам нет необходимости затрачивать энергию на переворот спина, как это происходит в том случае, когда его направление не совпадает с намагниченностью соседних нанокластеров MnAs. Это подтверждается зависимостями электросопротивления от магнитного поля на рис. 6.

Как видно из него, при температуре 300 К, т.е. вблизи T_C , электросопротивление практически линейно падает с увеличением магнитного поля. Это указывает на то, что упорядочение магнитным полем направлений намагниченностей нанокластеров MnAs благоприятствует протеканию электрического тока спин-поляризованных электронов между ними.

Отдельного рассмотрения требует изотермическая зависимость электросопротивления от напряжения при 373.15 К, так как она наблюдается, когда значительная доля нанокластеров MnAs уже парамагнитны: точка Кюри нанокластеров MnAs в матрице Cd_3As_2 $T_C = 325$ К. Тем не менее, и в этом случае имеет место влияние спиновой поляризации. Возможно, что такое поведение обусловлено существованием некоторой концентрации ферромагнитных нанокластеров MnAs и выше точки Кюри, как это наблюдалось в манганитах [14]. Действительно, как видно из рис. 3, даже при температуре 350 К имеется некоторая отличная от нуля намагниченность, которая благодаря спин-поляризованному току, наведенному внешним электрическим полем, увеличивается и дотягивает до температуры даже выше, чем 373.15 К. Кроме того, благодаря термодинамическим флуктуациям и мезоскопическим структурным неоднородностям (например, различным размерам нанокластеров и, следовательно, различным сжимающим их упругим силам со стороны матрицы Cd_3As_2) мезоскопические ферромагнитные состояния могут существовать значительно выше точки Кюри в парамагнитном состоянии. Такое поведение присуще комплексным соединениям переходных элементов: тройным сплавам, к которым относятся и $Cd_{48.6}Mn_{11.4}As_{40}$, тройным оксидам — манганитами, никелатами, кобальтатами и т.п. Что касается влияния „материнской породы“ на содержащиеся в ней ферро-

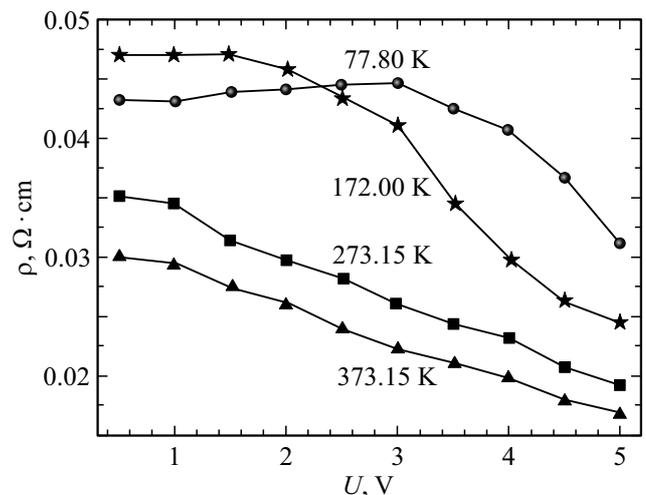


Рис. 6. Изотермические зависимости электросопротивления гранулированного нанокompозита $Cd_{48.6}Mn_{11.4}As_{40}$ от напряжения при различных температурах в ферромагнитном (77 и 172 К) и в парамагнитном (273.15 и 373.15 К) состояниях.

магнитные включения, заметим, что точка Кюри для MnAs внутри Cd₃As₂ составляет 325 К, тогда как для MnAs в свободном виде — 318 К [15,16]. То есть матрица Cd₃As₂, всесторонне сжимаемая нанокластеры MnAs, повышает их точку Кюри на целых 7 К. Это дает дополнительное технологическое преимущество нанокластерам, заключающееся в том, что подбором соответствующей матрицы возможно управлять магнитными характеристиками ее содержимого. Возможно также, что и сама матрица Cd₃As₂ проявляет магнитные свойства. С этой точки зрения, наши результаты согласуются с тем, что в некоторых композитах на основе Cd₃As₂ достоверно установлено наличие двойного обмена и соответствующего ферромагнитного поведения [13,17]. Спинполяризованный ток наблюдался в магнитных сэндвич-структурах [9–11], состоящих из слоев магнитного и немагнитного материала примерно той же толщины, что и расстояние между кластерами MnAs. Эти исследования поддерживают представленное нами объяснение поведения электросопротивления в нанокластерном композите Cd_{48,6}Mn_{11,4}As₄₀ спиновой поляризацией делокализованных электронов из нанокластеров MnAs собственными носителями тока в зоне проводимости Cd₃As₂.

Низкая концентрация электронов в матрице Cd₃As₂, в особенности при низких температурах, при $T < T_{cg}$, не позволяет привлечь механизм обменного взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуи–Йосиды (РККИ-механизм) для объяснения наблюдаемого эффекта спиновой поляризации электрического тока в нанокластерном композите Cd_{48,6}Mn_{11,4}As₄₀ изначальной РККИ-поляризацией магнитными моментами кластеров MnAs носителей тока в матрице Cd₃As₂. Таким образом, предлагаемая нами интерпретация аномального понижения электросопротивления исследованного композита в зависимости от приложенного напряжения, как следствие спинполяризованного тока в объемных гранулированных нанокластерных структурах, приводящего к линейному понижению электросопротивления среды, представляется вполне актуальной.

4. Заключение

В нанокластерном композите Cd_{48,6}Mn_{11,4}As₄₀ в интервале температур 10–350 К впервые исследованы температурные зависимости электросопротивления и удельной намагниченности. Рассчитаны изотермы электросопротивления в ферро- и парамагнитном состояниях. Приведена интерпретация аномального понижения электросопротивления этого композита в зависимости от приложенного напряжения как следствие возникновения спинполяризованного тока — спиновой поляризации делокализованных электронов из нанокластеров MnAs собственными носителями заряда в зоне проводимости Cd₃As₂. Таким образом, предлагаемая нами интерпретация аномального понижения электросопротивления ис-

следованного композита в зависимости от приложенного напряжения представляется вполне актуальной.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] А.И. Риль, А.В. Кочура, С.Ф. Маренкин, А.Е. Кузько, Б.А. Аронзон. Изв. Юго-Западного гос. ун-та. Сер. Техника и технологии **7**, 2 (23), 120 (2017).
- [2] Л.А. Сайпулаева, А.Г. Алибеков, С.Ф. Маренкин, Н.В. Мельникова, В.С. Захвалинский, М.М. Гаджиалиев, А.Ю. Моллаев, Т.Н. Эфендиева, И.В. Федорченко. Физика и техника высоких давлений **28**, 5 (2018).
- [3] А.Г. Алибеков, А.Ю. Моллаев, Л.А. Сайпулаева, С.Ф. Маренкин, И.В. Федорченко, А.И. Риль. ЖНХ **62**, 87 (2017).
- [4] А.Г. Алибеков С.Ф. Маренкин, А.Ю. Моллаев, Л.А. Сайпулаева, И.В. Федорченко. Неорганические материалы **52**, 4, 402 (2016).
- [5] Н.В. Мельникова, А.В. Тебеньков, Г.В. Суханова, А.Н. Бабушкин, Л.А. Сайпулаева, В.С. Захвалинский, С.Ф. Габибов, А.Г. Алибеков, А.Ю. Моллаев. ФТТ **60**, 490 (2018).
- [6] Л.А. Сайпулаева, М.М. Гаджиалиев, А.Г. Алибеков, Н.В. Мельникова, В.С. Захвалинский, А.И. Риль, С.Ф. Маренкин, А.Н. Бабушкин. ФТТ **62**, 834(2020).
- [7] А.И. Риль, А.В. Кочура, С.Ф. Маренкин, А.Е. Кузько, Б.А. Аронзон. Quantum Mater. **1**, 16014 (2016).
- [8] В.П. Глазков, Д.П. Козленко, К.М. Подурец, Б.Н. Савенко, В.А. Соменков. Кристаллография **48**, 59 (2003).
- [9] A. Asamitsu, Y. Tomioka, H. Kuwahara, Y. Tokura, Nature **388**, 50 (1997).
- [10] E.V. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie, R.A. Buhrman. Science **285**, 867 (1999).
- [11] S. Choi, H.J. Choi, J.M. Ok, Y. Lee, W.-J. Jang, A.T. Lee, Y. Kuk, S. Lee, A.J. Heinrich, S.-W. Cheong, Y. Bang, S. Johnston, J.S. Kim, J. Lee. Phys. Rev. Lett. **119**, 227001 (2017).
- [12] Л.А. Сайпулаева, М.М. Гаджиалиев, З.Ш. Пирмагомедов, Т.Н. Эфендиева, А.Г. Алибеков, Ш.Б. Абдулвагидов, Н.В. Мельникова, В.С. Захвалинский, С.Ф. Маренкин. ЖТФ **90**, 7, 1128 (2020).
- [13] С.Ф. Маренкин, В.М. Трухан, И.В. Федорченко. ЖНХ **59**, 511 (2014).
- [14] V.V. Matveev, E. Ylinen, V.S. Zakhvalinskii, R. Laiho. J. Phys.: Condens. Mater. **19**, 226209 (2007).
- [15] A. Ney, T. Hesjedal, K.H. Ploog. Phys. Rev. B **72**, 212412 (2005).
- [16] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Мир, М. (1978). 791 с.
- [17] V.F. Sapega, M. Moreno, M. Ramsteiner, L. Daweritz, K. Ploog. Phys. Rev. B **66**, 075217 (2002).

Редактор Т.Н. Василевская