

СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7$ мол.% MnAs

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}.

¹ФГБУН Институт физики им. Х.И. Амирханова ДНЦ РАН, Махачкала
367015

²Уральский федеральный университет, Институт естественных наук и
математики, Екатеринбург620002

³Белгородский государственный национальный исследовательский
университет, Белгород308015

⁴Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН,
Москва119991

⁵Национальный исследовательский технологический университет
«МИСиС», Москва119991

Аннотация

Впервые измерены температурные зависимости электросопротивления и намагниченности $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7$ мол.% MnAs в интервале температур 10–350 К. Обнаружены аномалии, связанные с коллективным поведением ферромагнитных нанокластеров MnAs , сходным с кластерным стеклом (clusterglass): ниже температуры замораживания кластерного стекла T_{cg} электросопротивление имеет металлический характер, выше полупроводниковый; намагниченность в состоянии

кластерного стекла понижается при понижении температуры, причем после T_{cg} снижение более быстрое. Показано, что такое поведение обусловлено 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, увеличение концентрации собственных носителей в матрице приводит к увеличению спин-поляризованного тока. Эта концепция подтверждается и измерениями вольтамперных характеристик при напряжениях до 5 В при различных температурах как до (77 и 172 К), так и после T_{cg} (273.15 и 373.15 К), обнаруживающими отклонение от омичности, возрастающее с напряжением. Это означает, что чем больше спиновая поляризация собственных электронов в Cd_3As_2 , благодаря увеличению инжекции спин-поляризованных электронов из $MnAs$ с напряжением, тем больше ток.

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 $Cd_3As_2 + MnAs$ 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 $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7$ мол.% MnAs обнаруживают инверсию знака при 7.8 ГПа, причем отрицательное магнетосопротивление (ОМС) достигает 0.36%. Поведение электросопротивления $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7$ мол.% MnAs 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 $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7$ мол.% MnAs .

Методика исследований

При изучении температурных зависимостей ВАХ образец с контактами помещали в герметически плотную камеру, заполненную газообразным гелием. Вначале камеру 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 $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7$ мол.% MnAs 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 нагревали до 350 К и измеряли намагниченность в поле 100 Oe, вновь охлаждая образец.

Результаты и обсуждение

$\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7$ мол.% MnAs 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 $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7$ мол.% MnAs позволило установить, что размеры нанокластеров MnAs варьируются в пределах 10–50 nm [12]. Большинство 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

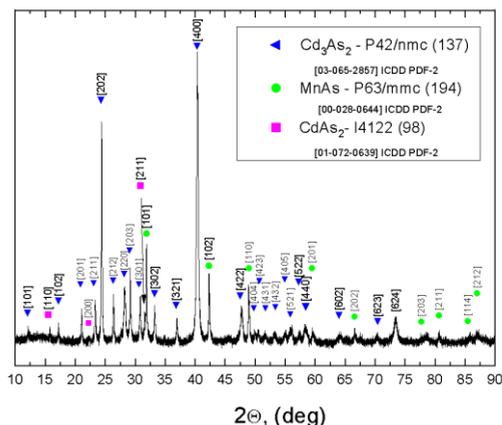


Рис.1. Рентгенограмма образца $\text{Cd}_3\text{As}_2+44.7\%\text{MnAs}$.

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 $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7$ мол.% MnAs (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].

Из температурной зависимости электросопротивления композита $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7\%$ MnAs (рис. 2) видно, что для него при температурах ниже критической температуры образования кластерного стекла (clusterglass) $T_{cg} = 241$ 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 рисунка 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

ее 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 нанокомпозитной системе является модель двойного обмена по Зинеру, так как зависимости электросопротивления в манганитах и в нанокомпозите

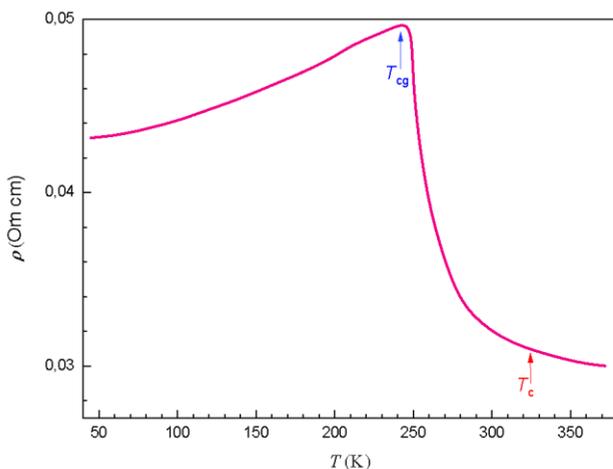


Рис. 2. Температурная зависимость электросопротивления нанокомпозита $Cd_3As_2 + 44.7\%$ MnAs в интервале температур 40 - 380 К. Критическая температура кластерного стекла $T_{cg} = 241$ К, точка Кюри $T_C = 325$ К.

$\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7\% \text{MnAs}$ 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 $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7\% \text{MnAs}$. 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, 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 $Cd_3As_2 + 44.7\% MnAs$. Следовательно, изменяя спин-поляризованный ток с помощью приложенного к образцу электрического поля,

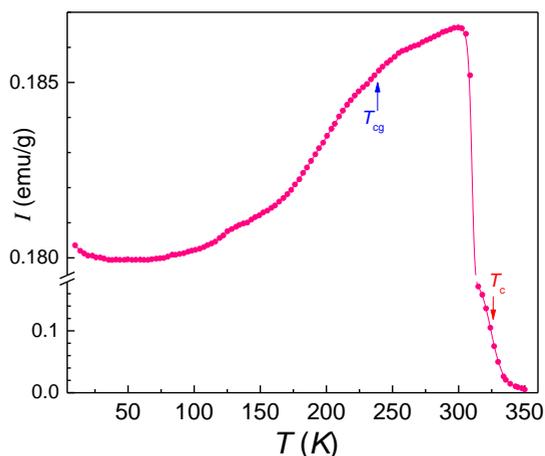


Рис.3. Температурная зависимость удельной намагниченности $Cd_3As_2 + 44.7\% MnAs$. Точка Кюри $T_C=325$ К соответствует точке перегиба кривой ($\partial^2 I(T)/\partial T^2 = 0$).

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 – пробирочная «выплавка» нанокompозита 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 O₂- выступает дираковский полуметалл Cd₃As₂ n-типа проводимости. Примечательно, что также как и для систем с двойным обменом, для исследованной нами наноструктурированной эвтектики из Cd₃As₂ 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 Oe, 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 Oe), что согласуется с малыми, то есть суперпарамагнитными, размерами

вкраплений MnAs в матрицу Cd₃As₂. Композит Cd₃As₂ + 44,7 мол.% MnAs лишь по некоторым внешним проявлениям ведет себя как ферромагнетик, представляя собой комплекс нанокластеров MnAs в диэлектрическом «наполнителе» Cd₃As₂. В частности, он имитирует точку Кюри.

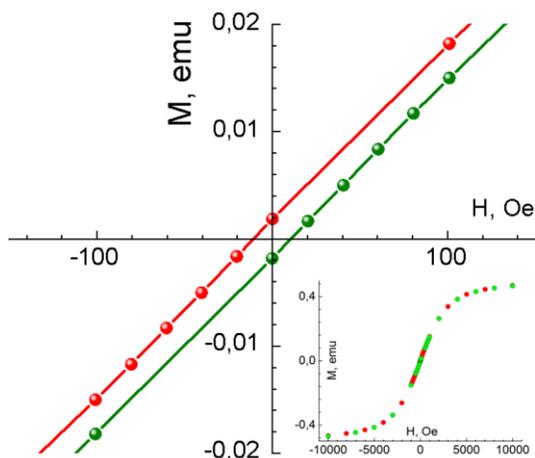


Рис. 4. Участок изотермической петли гистерезиса намагниченности Cd₃As₂+44.7% MnAs при 300 К, демонстрирующий небольшую величину коэрцитивной силы (10 Ое). Во вставке петля намагниченности – ввиду малости гистерезис незаметен. Зеленые точки сняты при росте магнитного поля, красные при сбавлении.

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 буквой. Не называя композит Cd₃As₂ + 44,7 мол.% MnAs 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-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

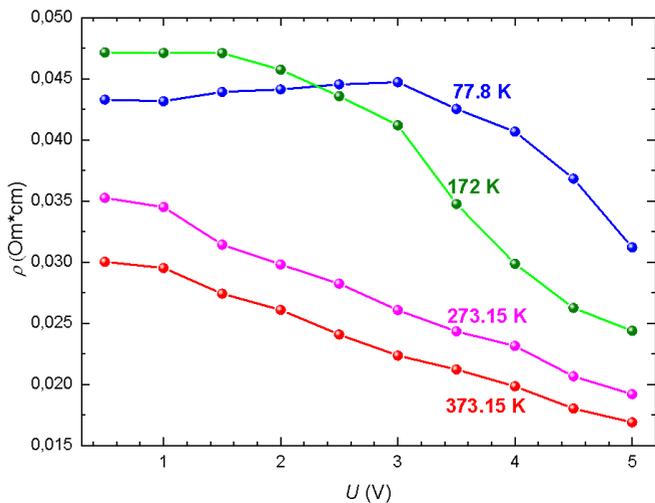


Рис. 5. Изотермические зависимости электропроводности гранулированного нанокompозита Cd_3As_2+MnAs от напряжения при различных температурах в ферромагнитном (77 и 172 К) и в парамагнитном (273.15 и 373.15 К) состояниях.

ю проводимость спиновой поляризации носителей тока нами были проведены измерения изотермических зависимостей электросопротивления $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7\% \text{ MnAs}$ от приложенного напряжения как при температурах ниже $T_{\text{cg}}=241 \text{ K}$, а именно при 77.8 и 172 K, так и выше нее, при 273.15 и 373.15 K (рис.5).

В отсутствии 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 $T < T_{\text{cg}}$ сопротивление падает нелинейно и резко. При этом его относительное изменение при 172 K значительно выше, чем при азотной температуре, а именно, в 2.2 и 1.3 раза. То, что начало зависимости при 172 K выше, чем начало зависимости при 77 K объяснимо «металлическим» характером проводимости в состоянии кластерного стекла, т.е. при $T < T_{\text{cg}}$.

При $T > T_{\text{cg}} = 241 \text{ K}$, т.е. при 273.15 и 373.15 K, электросопротивление понижается линейно, причем с почти одинаковыми наклонами прямых. При температурах выше T_{cg}

начинает проявляться температурно-разупорядочение направлений намагниченностей нанокластер

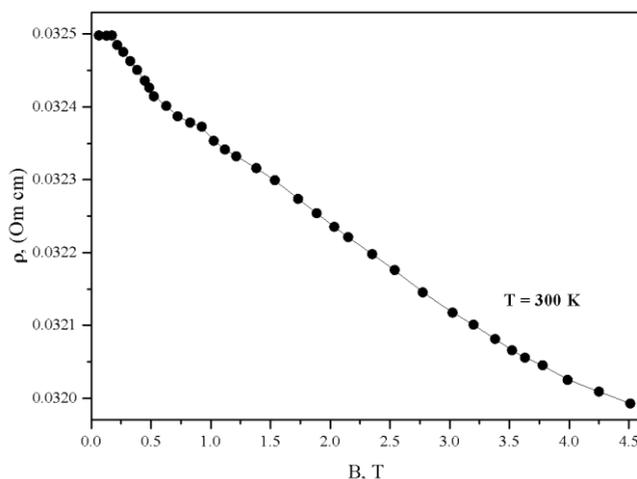


Рис. 6. Изотермическая магнитно-полевая зависимость удельного электросопротивления $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7 \text{ мол. \% MnAs}$ при 300K.

ов 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 Cd₃As₂, 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 Cd₃As₂ $T_C = 325$ 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 относится и $Cd_3As_2 + 44.7\% \text{ MnAs}$, тройным оксидам – манганитам, никелатам, кобальтитами и т.п. Что касается влияния «материнской породы» на содержащиеся в ней ферромагнитные включения, заметим, что точка Кюри для MnAs внутри Cd_3As_2 составляет 325 К, тогда как для MnAs в свободном виде – 318 К [15, 16]. То есть матрица Cd_3As_2 , всесторонне сжимая нанокластеры MnAs, повышает их точку Кюри на целых 7 К. Это дает дополнительное технологическое преимущество нанокомпозитам, заключающееся в том, что подбором соответствующей матрицы возможно управлять магнитными характеристиками ее содержимого. Возможно также, что и сама матрица Cd_3As_2 проявляет магнитные свойства. С этой точки зрения, наши результаты согласуются с тем, что в некоторых композитах на основе Cd_3As_2 достоверно установлено наличие двойного обмена и соответствующего ферромагнитного поведения

[13, 17]. Спин-поляризованный 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 нанокompозите $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7\% \text{MnAs}$ спиновой поляризацией делокализованных электронов из нанокластеров MnAs собственными носителями тока в зоне проводимости Cd_3As_2 .

Низкая концентрация электронов в матрице Cd_3As_2 , в особенности при низких температурах, при $T < T_{\text{cg}}$, не позволяет привлечь механизм обменного взаимодействия Рудермана-Киттеля-Касуи-Йосиды (РККИ-механизм) для объяснения наблюдаемого эффекта спиновой поляризации электрического тока в нанокompозите $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7\% \text{MnAs}$ изначальной РККИ-поляризацией магнитными моментами кластеров MnAs носителей тока в матрице Cd_3As_2 . Таким образом, предлагаемая нами интерпретация аномального понижения электросопротивления исследованного композита в зависимости от приложенного напряжения, как следствие спин-поляризованного тока в объемных гранулированных нанокompозитных структурах, приводящего к линейному понижению электросопротивления среды, представляется вполне актуальной.

Заклучение

Исследованы ВАХ нанокompозита $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7\% \text{MnAs}$ при различных температурах, температурные зависимости электросопротивления, 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 спин-поляризованного тока – спиновой поляризации делокализованных электронов из нанокластеров MnAs собственными носителями заряда в зоне проводимости Cd₃As₂. Таким образом, предлагаемая нами интерпретация аномального понижения электросопротивления исследованного композита в зависимости от приложенного напряжения представляется вполне актуальной.

1. Риль А.И., Кочура А.В., Маренкин С.Ф и др. Микроструктура кристаллов системы Cd₃As₂ – MnAs // Известия Юго-Западного государственного университета. - 2017. -Т. 7. - №2(23). С. 120-134.
2. Л.А. Сайпулаева, А.Г. Алибеков и др. Физика и техника высоких давлений **28**, 5 (2018).
3. А.Г. Алибеков, А.Ю. Моллаев, Л.А. Сайпуллаева и др. ЖНХ **62**, 87 (2017).
4. А.Г. Алибеков и др. Неорганические материалы **52**, 402 (2016).
5. Н.В. Мельникова, А.В. Тебеньков, Г.В. Суханова и др. ФТТ **60**, 490 (2018).
6. *ФТТ 19 год*
7. L. He, Y. Jia, S. Zhang et al. Quantum Materials **1**, 16014 (2016).
8. В.П. Глазков, Д.П. Козленко, К.М. Подурец и др. Кристаллография **48**, 59 (2003)

9. A. Asamitsu, Y. Tomioka, H. Kuwahara, Y. Tokura, *Nature* **388**, 50 (1997).
10. E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie and R.A. Buhrman, *Science* **285**, 867 (1999).
11. S. Choi et al. *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, *Журнал технической физики*, том 90, вып. 7, 1128(200)
13. С.Ф. Маренкин, В.М. Трухан, И.В. Федорченко, *ЖНХ* **59**, 511 (2014).
14. V.V. Matveev, E. Ylinen, V.S. Zakhvalinskii and R. Laiho, *J. Phys.: Cond. Matt.* **19** (2007) 226209.
15. A. Ney, T. Hesjedal and K. H. Ploog, *Phys. Rev. B* **72**, 212412 (2005).
16. Ч. Киттель, *Введение в физику твердого тела*, Мир, Москва (1978).
17. V. F. Sapega, M. Moreno, M. Ramsteiner, L. Daweritz, and K. Ploog, *Phys. Rev. B* **66**, 075217 (2002).