

PACS: 72.80.Tm, 72.25.-Dc, 62.23.Pq

Л.А. Сайпулаева¹, Ш.Б. Абдулвагидов¹, М.М. Гаджиалиев¹,
А.Г. Алибеков¹, Н.В. Мельникова², Е.А. Степанова², Д.О. Аликин²,
В.С. Захвалинский³, А.И. Риль⁴, С.Ф. Маренкин^{4,5}, З.Ш. Пирмагомедов¹

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ $Cd_3As_2 + MnAs$

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

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

³Белгородский государственный национальный исследовательский университет,
Белгород

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

⁵Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Москва

Статья поступила в редакцию 11 июня 2019 года

Показано, что электрофизические свойства гранулированного нанокompозита $Cd_3As_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$ 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 $T_{c,g} = 241 \text{ K}$ (при 77 и 172 К), так и выше нее (при 272 и 372 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 ростом напряжения, тем больше ток. Описанное поведение впервые обнаружено в объемном нанокompозите с наноразмерными ферромагнитными включениями. Последние синтезируются по химической технологии, относительно дешевой в сравнении с гетероструктурами, выращиваемыми с помощью метода молекулярно-лучевой эпитаксии из слоев ферромагнетика и полупроводника, где ранее подобное явление было обнаружено.

Ключевые слова: нанокластеры, вольт-амперные характеристики, спин-поляризованный ток, температура, электросопротивление

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, что электрические и магнитные свойства гранулированного нанокompозита $Cd_3As_2 + MnAs$ определяются нанокластерами MnAs, что и делает его перспективным материалом для использования в различных приборах.

В настоящей работе исследованы электрофизические свойства композита $Cd_3As_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$: ВАХ и удельное сопротивление.

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 $Cd_3As_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$ 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, измеряя намагниченность в поле 100 Oe.

Результаты и обсуждение

Гранулированный нанокompозит $Cd_3As_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$ 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 $Cd_3As_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$ позволило установить, что размеры нанокластеров MnAs варьируются в пределах 10–50 nm (рис. 1).

ВАХ композита, измеренные в двух направлениях приложенного напряжения в интервале температур 77–372 К, представлены на рис. 2. Характеристики симметричны при обоих направлениях тока. При малых напряжениях ВАХ подчиняются закону Ома.

Основная цель статьи – объяснение природы обнаруженного нами отклонения от омичности зависимости тока от напряжения в гранулированном нанокompозите $Cd_3As_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$. Можно предположить, что основной причиной такого отклонения является спин-поляризованный ток носителей заряда, инжектируемых из ферромагнитно-упорядоченных кластеров в

межкластерную среду Cd_3As_2 . По-нашему мнению, этот механизм поляризации является макроскопическим аналогом pd -механизма и механизма обменного взаимодействия Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосиды (РККИ) в ферромагнетике с тем лишь отличием, что в качестве магнитоактивного иона выступает сам макроскопический кластер MnAs , а в качестве поставщика свободных электронов проводимости – полупроводниковая парамагнитная матрица Cd_3As_2 . Причем механизм РККИ-обмена, присущий магнитным полупроводникам, здесь даже более вероятен, чем pd -обмен. Важно отметить, что двойной обмен и основанный на нем ферромагнетизм в манганитах и мультиферроиках также относится к разновидности pd -обменного взаимодействия.

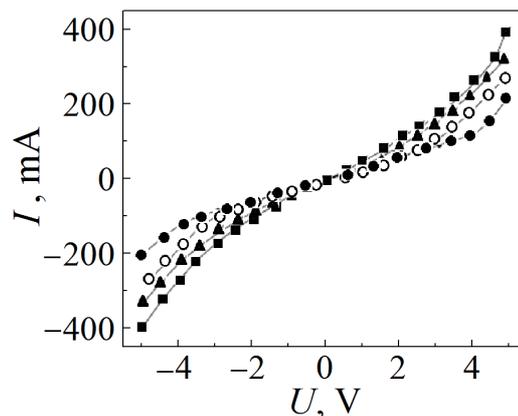
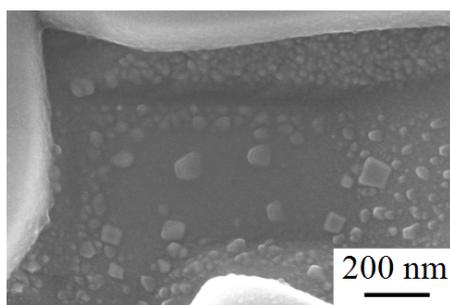


Рис. 1. Снимок скола образца $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$, полученный с помощью сканирующего электронного микроскопа MERLIN (Carl Zeiss)

Рис. 2. Вольт-амперные характеристики композита при различных температурах T , К:
 ● – 77, ○ – 172, ▲ – 272, ■ – 372

Электронно-микроскопические исследования, проведенные с помощью силового сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) MERLIN фирмы «Carl Zeiss», подтвердили наличие наночастиц MnAs с характерными диаметрами от 10 до 50 nm внутри матрицы Cd_3As_2 [1]. Как видно из рис. 1, в своем большинстве 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 нанокompозита $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$ (рис. 3) 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 разде-

лении расплава при отвердевании на два вещества: 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. Это напоминает образование суспензий из несмешивающихся жидкостей и также свидетельствует о качественном различии физических характеристик компонентов, в частности электропроводности, решеточных и магнитных свойств. Отличительная особенность системы $\text{Cd}_3\text{As}_2 + \text{MnAs}$ – наличие значительной области несмешиваемости расплавов Cd_3As_2 и MnAs , что отражается и на структуре сплава. Такое практически регулярное расположение ферромагнитных нанокластеров почти одинаковых диаметров в немагнитной матрице является технологическим преимуществом при производстве из них магнитных носителей информации, поскольку упорядоченное расположение магнитных частиц в матрице происходит естественным образом.

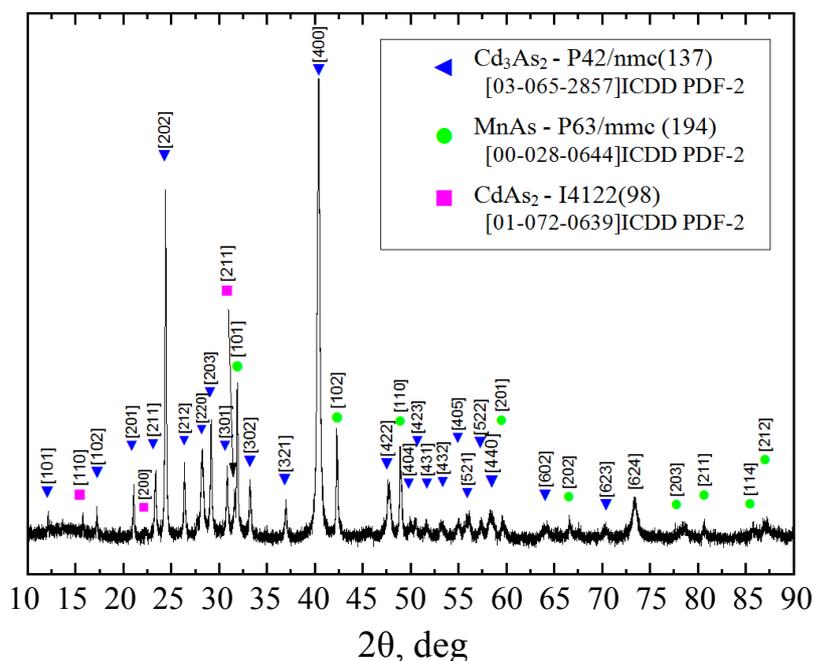


Рис. 3. Рентгенограмма образца $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$

Из температурной зависимости электросопротивления исследуемого композита (рис. 4) видно, что для него при температурах ниже критической температуры образования кластерного стекла $T_{c.g} = 241 \text{ K}$ характерен металлический тип проводимости, а выше этой температуры – полупроводниковый. Такое поведение электросопротивления согласуется с СЭМ-картиной скола исследованного образца, из которой видно, что он представляет собой 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 K для MnAs . Как видно из рис. 4, при тем-

температурах выше $T_{c.g} \approx 241$ К металлическая проводимость сменяется «полупроводниковой». Поскольку двухфазная система из ферромагнитного MnAs и немагнитной матрицы Cd₃As₂ имеет место при температурах и выше, и ниже $T_{c.g}$, такое поведение трудно объяснить. Казалось бы, должно иметь место комплексное поведение, соответствующее сумме металлической и полупроводниковой электрической проводимости. И, как результат их конкуренции, должна наблюдаться некая зависимость, монотонная вплоть до температуры $T_C \approx 325$ К. Реальная картина на рис. 4 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, поскольку зависимости электросопротивления в манганитах и нанокompозите Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs качественно совпадают.

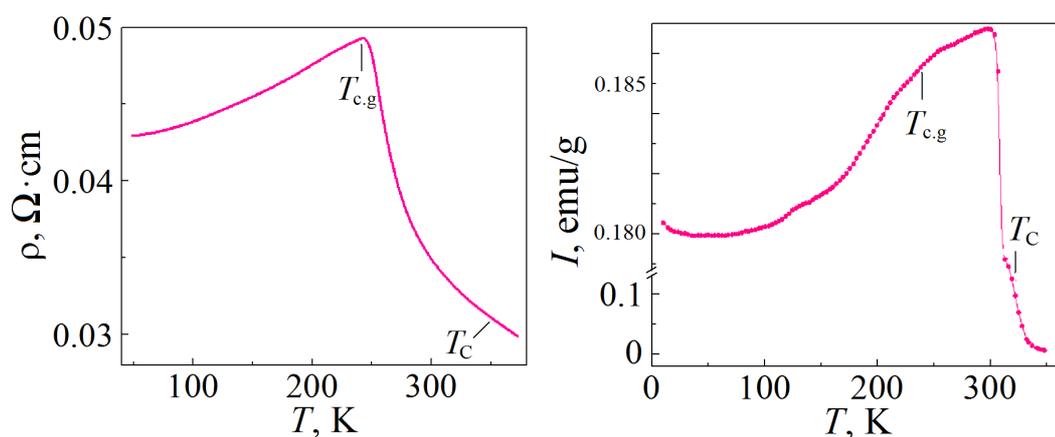


Рис. 4. Температурная зависимость электросопротивления нанокompозита Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs в интервале температур 40–380 К; $T_{c.g} = 241$ К, $T_C = 325$ К

Рис. 5. Температурная зависимость удельной намагниченности Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs. Величина $T_C = 325$ К соответствует точке перегиба кривой $\partial^2 I(T)/\partial T^2 = 0$

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 $T_{c.g}$ мезоскопической системы Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs. Это, продолжая аналогию,

позволяет предположить, что не только диполь-дипольное магнитное взаимодействие между нанокластерами MnAs, но и вызванная их намагниченностью спиновая поляризация тока способствуют их ферромагнитному упорядочению.

На правдоподобность такого сценария указывает аномальное понижение намагниченности с падением температуры после перехода в ферромагнитное состояние (рис. 5). Обычно в подобном случае намагниченность возрастает вследствие уменьшения разупорядочивающего действия температуры. Действительно, с понижением температуры концентрация собственных носителей в матрице Cd₃As₂ 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 $T_{c.g}$ 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 макроскопическим 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, благоволяет ферромагнитному упорядочению намагниченностей нанокластеров, т.е. возрастанию намагниченности наноконкомпозита Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs. 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 [2], в сверхпроводниках на основе железа [3] и в многослойных магнитных сэндвич-структурах на их основе [4]. Но с одним очень важным преимуществом – пробирочная «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 O²⁻ – дираковский полуметалл Cd₃As₂ *n*-типа проводимости.

Примечательно, что так же, как и для систем с двойным обменом, для исследованной нами наноструктурированной эвтектики из Cd₃As₂ с ферромагнитными мезоскопическими включениями MnAs присущи, как видно из упомянутой выше открытой модульной системы, структурные и магнитные фазовые переходы [5].

Для выявления возможного вклада в электрическую проводимость спиновой поляризации носителей тока нами были проведены измерения изотермических зависимостей электросопротивления Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs от приложенного напряжения при температурах как ниже $T_{c.g} = 241$ К (при 77 и 172 К), так и выше нее (при 272 и 372 К) (рис. 6). В отсутствие спиновой поляризации носителей в исследованном образце ток пропорционален приложенному напряжению и выполняется закон Ома – электросо-

противление постоянно. Однако электросопротивление зависит от напряжения (рис. 6). В состоянии кластерного стекла при $T < T_{c.g}$ сопротивление падает нелинейно и резко. При этом его относительное изменение при 172 К значительно (в 2.2 и 1.3 раза) выше, чем при азотной температуре. 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 $T < T_{c.g}$.

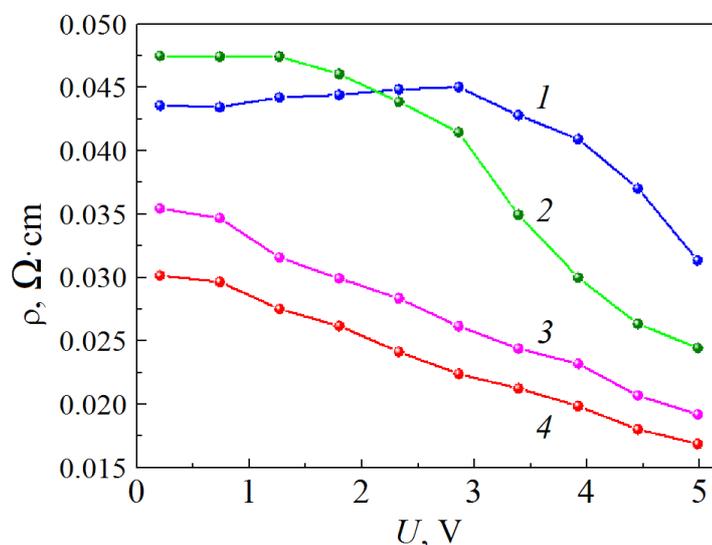


Рис. 6. Изотермические зависимости электросопротивления гранулированного нанокompозита $Cd_3As_2 + MnAs$ от напряжения в ферромагнитном (77 и 172 К) и в парамагнитном (272 и 372 К) состояниях при различных температурах T , К: 1 – 77, 2 – 172, 3 – 272, 4 – 372

При $T > T_{c.g} = 241$ К, т.е. при 272 и 372 К, электросопротивление понижается линейно, причем с почти одинаковыми наклонами прямых. При температурах выше $T_{c.g}$ начинает проявляться температурное разупорядочение направлений намагниченностей нанокластеров $MnAs$. Поэтому спиновая поляризация при $T > T_{c.g}$ проявляется слабее. При $T > T_{c.g}$ поведение электросопротивления сменяется на полупроводниковое, при котором с ростом температуры сопротивление понижается. Вот почему на рис. 6 зависимость при 372 К расположена ниже, чем зависимость при 272 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, поскольку электронам нет необходимости затрачивать энергию на переворот спина, как это происходит в том случае, когда его направление не совпадает с намагниченностью соседних нанокластеров $MnAs$.

Отдельного рассмотрения требует изотермическая зависимость электросопротивления от напряжения при 372 К, так как она наблюдается, когда значительная доля нанокластеров MnAs уже парамагнитная: 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 при температурах выше точки Кюри, как это наблюдалось в манганитах [6].

Действительно, как видно из рис. 5, даже при температуре 350 К имеется отличная от нуля намагниченность, которая благодаря спин-поляризованному току, наведенному внешним электрическим полем, увеличивается и достигает температуры даже выше, чем 372 К. Кроме того, благодаря термодинамическим флуктуациям и мезоскопическим структурным неоднородностям (например, различным размерам нанокластеров и, следовательно, различным сжимающим их упругим силам со стороны матрицы Cd₃As₂) мезоскопические ферромагнитные состояния могут существовать при температурах значительно выше точки Кюри в парамагнитном состоянии. Такое поведение присуще комплексным соединениям переходных элементов: тройным сплавам, к которым относится и Cd₃As₂ + 44.7 mol% 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 Cd₃As₂ составляет 325 К, тогда как для MnAs в свободном виде она равна 318 К [7,8]. То есть матрица Cd₃As₂, все-сторонне сжимая нанокластеры MnAs, повышает их точку Кюри на целых 7 К. Это дает дополнительное технологическое преимущество наноконкомпозитам, заключающееся в том, что подбором соответствующей матрицы можно 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 [9,10]. Спин-поляризованный ток наблюдался в магнитных сэндвич-структурах [3,4,11,12], состоящих из слоев магнитного и немагнитного материала примерно той же толщины, что и расстояние между кластерами MnAs (на рис. 1 видно, что как размеры кластеров, так и средние расстояния между ними примерно одинаковы – 10–40 nm). Эти исследования поддерживают представленное нами объяснение поведения электросопротивления в наноконкомпозите Cd₃As₂ + 44.7% MnAs 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 $T < T_{c.g.}$, не позволяет привлечь РККИ-механизм обменного взаимодействия для объяснения наблюдаемого эффекта спиновой поляризации электрического тока в Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs изначально

РККИ-поляризацией магнитными моментами кластеров MnAs носителей тока в матрице Cd₃As₂. Двойной обмен Зинера – один из видов косвенного обменного взаимодействия в магнетиках, обладающих металлической проводимостью, с локализованными спинами электронов ионного остова и подвижными электронами внешних оболочек атомов.

В случае исследуемых материалов можно считать, что 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⁻ (как, например, в случае манганатов) выступает дираковский полуметалл Cd₃As₂ *n*-типа. Мы предположили, что не только диполь-дипольное магнитное взаимодействие между нанокластерами MnAs, но и вызванная их намагниченностью спиновая поляризация тока способствуют ферромагнитному упорядочению нанокластеров MnAs. Обычно в таком случае намагниченность возрастает при понижении температуры вследствие уменьшения разупорядочивающего действия температуры. В наблюдаемом же случае с понижением температуры концентрация собственных носителей в матрице Cd₃As₂ уменьшается, что приводит к снижению спин-поляризованного тока между нанокластерами MnAs и аномальному понижению намагниченности (в ферромагнитном состоянии). Для исследуемых композитов наибольшая скорость ее уменьшения наблюдалась при температуре ниже ~ 240 К. Если проводить аналогию с микроскопической системой, то точка Кюри (или температура перехода в состояние спинового стекла $T_{s,g}$) в микроскопической системе с двойным обменом аналогична точке кластерного стекла $T_{c,g}$ (см. рис. 4 и 5) «мезоскопической» системы Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs.

Заключение

Исследованы ВАХ нанокompозита Cd₃As₂ + 44.7% 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. *S.F. Marenkin, V.M. Trukhan, I.V. Fedorchenko, S.V. Trukhanov, T.V. Shoukavaya*, Russian Journal of Inorganic Chemistry **59**, 355 (2014).
2. *В.П. Глазков, Д.П. Козленко, К.М. Подуреи, Б.Н. Савенко, В.А. Соменков*, Кристаллография **48**, 59 (2003).

3. 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).
4. E.B. Myers, D.C. Ralph, J.A. Katine, R.N. Louie, R.A. Buhrman, Science **285**, 867 (1999).
5. Н.В. Мельникова, С.Ф. Маренкин, Л.А. Сайпулаева, А.В. Тебеньков, Г.В. Суханова, А.Г. Алибеков, В.С. Захвалинский, М.М. Гаджуалиев, А.Ю. Моллаев, ФТВД **28**, № 3, 5 (2018).
6. V.V. Matveev, E. Ylinen, V.S. Zakhvalinski, R. Laiho, J. Phys.: Condens. Matter **19**, 226209 (2007).
7. A. Ney, T. Hesjedal, K.H. Ploog, Phys. Rev. **B72**, 212412 (2005).
8. Ч. Куммель, Введение в физику твердого тела, Мир, Москва (1978).
9. С.Ф. Маренкин, В.М. Трухан, И.В. Федорченко, ЖНХ **59**, 511 (2014).
10. V.F. Sapega, M. Moreno, M. Ramsteiner, L. Daweritz, K. Ploog, Phys. Rev. **B66**, 075217 (2002).
11. A. Asamitsu, Y. Tomioka, H. Kuwahara, Y. Tokura, Nature **388**, 50 (1997).
12. L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, S. Parki, Science **315**, 1553 (2007).

L.A. Saypulaeva, Sh.B. Abdulvagidov, M.M. Gadjaliev,
 A.G. Alibekov, N.V. Melnikova, E.A. Stepanova, D.O. Alikin,
 V.S. Zakhvalinskiy, A.I. Ril', S.F. Marenkin, Z.Sh. Pirmagomedov

TEMPERATURE EFFECT ON THE CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF Cd₃As₂ + MnAs

It is shown that electrical and physical properties of the Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs granulated nanocomposite are determined by spin polarization of intrinsic electrons of the Cd₃As₂ matrix by spin-polarized electrons injected from the ferromagnetic clusters of MnAs. As the total magnetization increases, the angle between the magnetizations of single nanoclusters is reduced and spin-polarized current rises too. Besides, an increment in the concentration of intrinsic carriers of the matrix results in an increase in spin-polarized current. This concept is confirmed also by current-voltage characteristics (CVC) registered at the voltage up to 5 V under the temperature below the critical temperature of formation of cluster glass $T_{c.g} = 241$ K (at 77 and 172 K) and above it (at 272 and 372 K). The characteristics demonstrate a deviation from Ohm law that is increased under a higher voltage. This fact means that a higher spin polarization of intrinsic electrons in Cd₃As₂ due to enhanced voltage-dependent injection of spin-polarized electrons from MnAs is associated with a higher current. The described behavior was found in a bulk nanocomposite with nano-sized ferromagnetic inclusions first. The inclusions are synthesized by a chemical technology that is relatively cheap as compared to the heterostructures grown by molecular beam epitaxy from the layers of a ferromagnet and a semiconductor, where a similar phenomenon has been registered earlier.

Keywords: nanoclusters, current-voltage characteristics, spin-polarized current, temperature, electrical resistance

Fig. 1. SEM image of a chip of the Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs sample MERLIN (Carl Zeiss)

Fig. 2. Current-voltage characteristics at varied temperature T , K: ● – 77, ○ – 172, ▲ – 272, ■ – 372

Fig. 3. XRD pattern of the Cd₃As₂ + 44.7 mol% MnAs sample

Fig. 4. Temperature dependence of electrical resistance of the $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$ nanocomposite within the temperature range of 40–380 K; $T_{\text{c.g}} = 241 \text{ K}$, $T_{\text{C}} = 325 \text{ K}$

Fig. 5. Temperature dependence of specific magnetization of $\text{Cd}_3\text{As}_2 + 44.7 \text{ mol\% MnAs}$. The value of $T_{\text{C}} = 325 \text{ K}$ corresponds to the bending point of curve $\partial^2 I(T)/\partial T^2 = 0$

Fig. 6. Isothermal voltage dependences of electric resistance of the granulated $\text{Cd}_3\text{As}_2 + \text{MnAs}$ nanocomposite in the ferromagnetic state (77 and 172 K) and in the paramagnetic one (272 and 372 K) at varied temperature T , K: 1 – 77, 2 – 172, 3 – 272, 4 – 372