

Структурно-зависимое магнетосопротивление в гибридном нанокompозите $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + MnAs$

Р. К. Арсланов⁺¹⁾, Т. Р. Арсланов⁺¹⁾, И. В. Федорченко*, Л. Киланский^{× 2)}, Т. Чаттерджи^{° 2)}

⁺Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра РАН, 367003 Махачкала, Россия

*Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН, 119991 Москва, Россия

[×]Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, PL-02668 Warsaw, Poland

[°]Institute Laue-Langevin, 38042 Grenoble Cedex 9, France

Поступила в редакцию 16 марта 2018 г.

После переработки 26 марта 2018 г.

В гибридном нанокompозите на основе матрицы $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2$ и $MnAs$ кластеров исследовано влияние высокого давления на электронный транспорт и полевую зависимость поперечного магнетосопротивления. Вблизи индуцированного давлением структурного превращения ($P \approx 3.5$ ГПа) формируется рекордно большая величина отрицательного магнетосопротивления $\sim 74\%$. Рассматриваемые механизмы рассеяния учитывают, как вклад, происходящий от $MnAs$ кластеров при сравнительно низких давлениях (до 0.7 ГПа), так и спин-зависимое рассеяние на локализованных магнитных моментах, в замещенной Mn структуре матрицы в области структурного перехода. Наличие положительного участка магнетосопротивления, связанного с двухзонной моделью транспорта в фазе высокого давления, а также большое отрицательное магнетосопротивление описываются в рамках полуэмпирического выражения Хосла–Фишера.

DOI: 10.7868/S0370274X18100053

1. Введение. Гибридные нанокompозиты, состоящие из магнитных кластеров, внедренных в немагнитную изолирующую [1, 2] или полупроводниковую матрицу [3–5], представляют интерес, с точки зрения спин-зависимых эффектов, в том числе гигантского магнетосопротивления (МС). Спин-зависимое рассеяние электронов проводимости в этих системах обусловлено рядом факторов, главным образом, относящихся к особенностям кластеров [6]. Кроме того, электронные свойства матрицы также играют немаловажную роль. Так для суперпарамагнитных кластеров в непроводящей матрице преобладает отрицательное МС, которое носит туннельный характер для спин-поляризованных электронов [7]. С приложением высокого давления это туннельное МС может усиливаться в результате уменьшения ширины туннелирующего барьера, а сама величина МС оказывается сильно зависимой от перехода изолятор–металл [8]. В отличие от систем с изолированными кластерами, в полупроводниковых нанокompозитах поведение магнетотранспорта определяется в большей степени наличием носителей заряда. Обычно такие системы

демонстрируют отрицательное МС, которое происходит от спин-зависимого механизма рассеяния носителей заряда, когда магнитные моменты кластеров выравниваются в магнитном поле. Вместе с тем преобладание спиновой поляризации приписывается к замещенной примесями $3d$ металлов полупроводниковой матрицы [9], отмечая тем самым слабую зависимость отрицательного МС от магнитных кластеров.

В последнее годы сообщается, что наряду с отрицательным МС в гибридных нанокompозитах наблюдается большое положительное МС [10–15]. Обсуждаемые причины появления положительного МС основываются на представлениях о прыжковой проводимости, как доминирующего вклада в транспорт при низких температурах [16]. Однако зачастую положительное МС достигает огромных величин (до 200%) даже в области комнатных температур, когда электронный транспорт не связан с режимом переменной длины прыжка [17]. Кроме того, полевая зависимость положительного МС в нанокompозитах может следовать закону $(\mu_0 H \mu)^2$ (где μ – подвижность носителей заряда) в низкополевой области, но в то же время не выходит на насыщение в больших магнитных полях, что является не харак-

¹⁾e-mail: arslanovr@mail.com; arslanovt@mail.com

²⁾L. Kilanski, T. Chatterji

терным для орбитального МС, обусловленного силой Лоренца. Как показано в случае $\text{CdGeAs}_2:\text{MnAs}$, линейное колоссальное МС ($\sim 550\%$) при $T = 2.7\text{ К}$ и $B = 22\text{ Т}$ связывалось с соотношением μ индивидуальных фаз в кристалле (т.е. электронными и структурными свойствами), но не имело корреляции с магнитными свойствами, т.е. с MnAs кластерами [18].

В связи с отмеченными обстоятельствами возникают следующие вопросы: (i) Действительно ли происхождение большого отрицательного и положительного МС приписывается к магнитным кластерам и (ii) какова связь между структурным состоянием матрицы и спин-зависимыми механизмами транспорта. С целью попытки разъяснения данной ситуации в настоящей работе мы провели исследования МС в гибридной структуре $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + \text{MnAs}$ с использованием высокого давления. Как было ранее установлено, композиты на основе матрицы халькопирита, включающие в себя субмикронные кластеры, характеризуются высокой чувствительностью транспортных и магнитных свойств в области фазовых превращений [19, 20]. В ходе текущих исследований мы обнаружили, что структурное преобразование матрицы $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2$ приводит к необычному изменению МС, которое предлагает в своем рассмотрении вклады, происходящие от спин-зависимого рассеяния на локализованных магнитных моментах Mn , как доминирующие.

2. Образцы и методика эксперимента. Полукристаллические образцы $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2$ с 15% MnAs были получены в несколько этапов. Исходные компоненты ZnAs_2 и CdAs_2 синтезировались прямым взаимодействием высококачественных монокристаллов мышьяка (99.999%), цинка и кадмия (99.99%). На последующих этапах синтезировались тройные соединения ZnGeAs_2 и CdGeAs_2 с добавлением MnAs . Подробное описание методики и технологии получения образцов приведено в [21, 22]. Фазовый состав и структурное качество образцов были изучены методами рентгеновской дифрактометрии и сканирующей электронной микроскопии (СЭМ). Согласно данным рентгенофазового анализа положение дифракционных пиков соответствовало наличию трех кристаллографических фаз с их различным соотношением. На фоне основной фазы халькопирита $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2$ ($I42d$) с параметрами решетки $a = 5.927\text{ \AA}$ и $c = 11.212\text{ \AA}$ были идентифицированы две дополнительные фазы, соответствующие кубической ZnGeAs_2 ($F-43m$) с $a = 5.74\text{ \AA}$ и гексагональной фазе MnAs ($P63/mmc$) с $a = 3.716\text{ \AA}$ и $c = 5.748\text{ \AA}$. Содержание примесной кубической фазы составляло около 16%. Случайное распределение MnAs класте-

ров в матрице полупроводника изображено на СЭМ снимке (рис. 1). Согласно данным СЭМ средние размеры MnAs кластеров не превышали 200 нм.

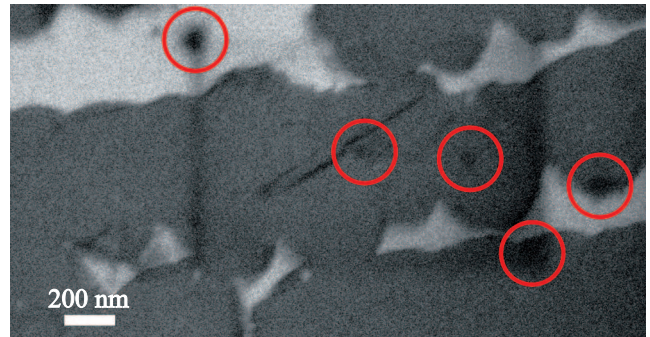


Рис. 1. (Цветной онлайн) СЭМ изображение образца $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{ MnAs}$. Кружками отмечены области, соответствующие гексагональным включениям MnAs кластеров

Измерения транспортных и магнетотранспортных характеристик проводились с использованием шестиконтактного метода в аппарате высокого давления типа “Тороид” при гидростатическом давлении до $P \leq 7\text{ ГПа}$ в области комнатных температур. Для создания магнитного поля использовался многovitковый соленоид с напряженностью магнитного поля $H \leq 5\text{ кЭ}$. Рабочая ячейка представляла собой фторопластовую капсулу полезным объемом $\sim 80\text{ мм}^3$, которая имела 8 электровыводов, что позволяло одновременно измерять три транспортных параметра: удельное сопротивление (ρ), коэффициент Холла (R_H) и поперечное МС ($\Delta\rho_{xx}/\rho_0$) под давлением. Типичные размеры образцов составляли $3 \times 1 \times 1\text{ мм}$. В качестве среды, передающей давления, использовалась смесь этанол–метанол 4 : 1. Давление внутри капсулы контролировалось по манганиновому манометру, отградуированному по нескольким реперным точкам V_i . Более подробно методика и техника эксперимента изложены в [23].

3. Результаты транспортных измерений и их обсуждение. При атмосферном давлении температурная зависимость удельного сопротивления для образца $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{ MnAs}$ в диапазоне температур $T = 77\text{--}310\text{ К}$ обладала металлическим типом проводимости. Такое поведение является типичной характеристикой полуметаллического полупроводника и находится в согласии с результатами измерений работы [24]. Другая особенность электронного транспорта под давлением заключается в резком уменьшении ρ , обусловленная переходом полупроводник–металл в ходе структурного превращения, происходящего в матрице халькопирита [25].

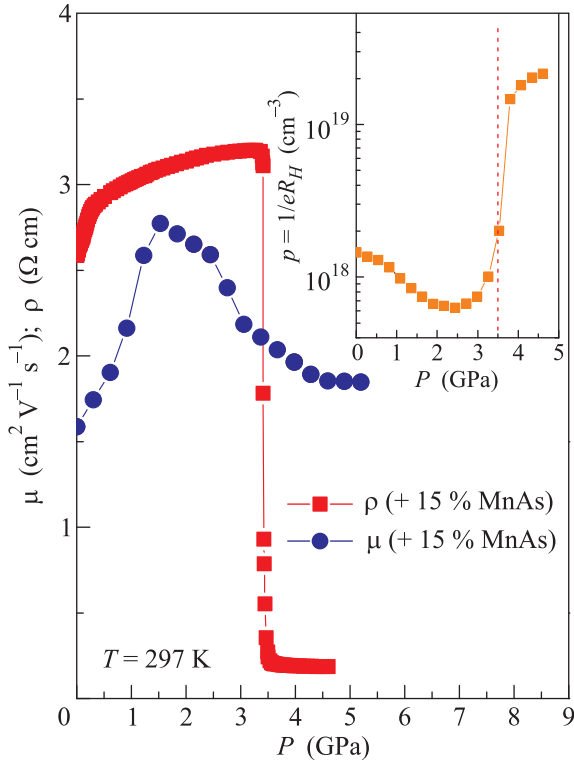


Рис. 2. (Цветной онлайн) Зависимость транспортных параметров (подвижности (μ) и удельного сопротивления (ρ)) от давления, измеренные при комнатной температуре. На вставке приведена зависимость холловской концентрации дырок от давления. Штрихованная линия указывает на начало структурного перехода при $P \approx 3.5$ ГПа

Как продемонстрировано на рис. 2, в области давлений $P \approx 3.5$ ГПа зависимость $\rho(P)$, измеренная при комнатной температуре, демонстрирует падение ρ практически на порядок. На ряду с этим измерения эффекта Холла показывают, что во всей области давлений сохраняется положительный знак эффективного коэффициента R_H , указывая на то, что основными носителями заряда являются дырки. В работе [26] было установлено, что тип проводимости материала матрицы $Zn_{1-x}Cd_xGeAs_2$ сильно зависит от соотношения между Zn и Cd. Так при условии, когда $x \geq 0.18$ для матрицы $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2$ вместо p -типа проводимости следовало ожидать n -тип. Однако процесс образования MnAs кластеров влечет за собой появление различного рода дефектов в матрице полупроводника. Эти электрически активные дефекты могут выступать в качестве источников дырок или электронов. Поэтому наблюдение p -типа проводимости в $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 15\% MnAs$ скорее всего обусловлено процессом образования кластеров.

Изменение концентрации носителей заряда $p = 1/eR_H$ с давлением показано на вставке к рис. 2. Видно, что значение $p = 1.45 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при нормальном давлении демонстрирует убывание до $p = 6.28 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ при $P = 2.44$ ГПа. В фазе высокого давления ($P > 3.5$ ГПа) концентрация составляет $p = 2.15 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что позволяет характеризовать эту фазу как металлизированную. Подвижность носителей заряда, определяемая как $\mu = R_H/\rho$ с приложением давления, демонстрировала максимум при $P \approx 1.52$ ГПа и далее монотонное убывание вдоль области структурного перехода. Следует заметить, что столь низкое значение $\mu \approx 1.58 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ при атмосферном давлении также свидетельствует о наличии дефектных состояний, концентрация которых убывает с ростом давления, что хорошо наблюдается в исходной фазе давления ($P < 3.5$ ГПа).

Наблюдаемые изменения электронного транспорта под давлением тесно связаны со структурными особенностями материала. В частности, эффект замещения $Cd \rightarrow Zn$, по всей видимости, приводит к ослабеванию длин связей в структуре халькопирита, о чем свидетельствует относительно раннее наступление фазового перехода $P \approx 3.5$ ГПа. Данный структурный переход наблюдался в отдельных соединениях $ZnGeAs_2:Mn$ и $CdGeAs_2:Mn$ в области давлений ~ 7 и 3.9 ГПа соответственно [27]. Поскольку в матрице доминирует компонента Cd, то смещение фазовой области в сторону низкого давления представляется нам логичным. Природа обсуждаемого структурного превращения была детально исследована в работе [28] на основе прецизионных объемных измерений и расчетов из первых принципов. Было предложено, что исходная структура халькопирита претерпевает структурное искажение в разупорядоченную структуру цинковой обманки (ZnS типа), которая является ближайшим полиморфом для большинства чистых соединений II-IV-V₂ [29]. Хотя в данной работе природа структурного перехода идентифицирована не явно, сам факт такого изменения подтверждается наличием гистерезиса зависимости $\rho(P)$ при сбросе давления (рисунок не приводится), что является прямым следствием полиморфного превращения.

4. Отрицательное и положительное МС. На рис. 3 изображены полевые зависимости поперечного МС, определяемого как $\Delta\rho/\rho_0 = (\rho_H - \rho_0)/\rho_0$ (где ρ_0 и ρ_H – удельное сопротивление в нулевом и магнитном полях соответственно), измеренные при различных давлениях и комнатной температуре. В отсутствии давления в образце наблюдалось слабое отрицательное МС, не превышающее 1% в полях до

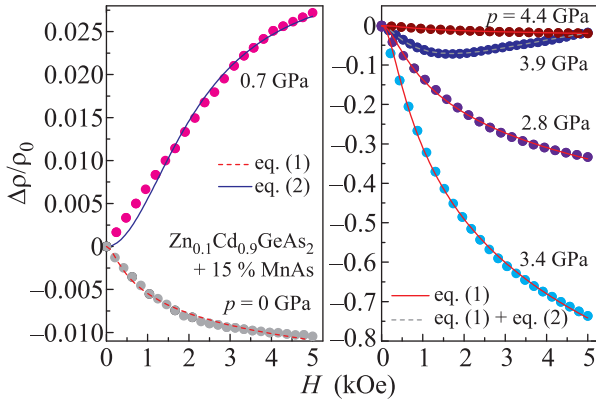


Рис. 3. (Цветной онлайн) Полевые зависимости поперечного магнетосопротивления $\Delta\rho/\rho_0(H)$ при различных давлениях, измеренные при комнатной температуре. Различные линии (сплошные и штрихованные) на обеих панелях соответствуют аппроксимации с помощью выражений (1) и (2) (см. текст)

5 кЭ, в то время как с приложением давления наблюдалось существенное усиление эффекта. Одно из интересных наблюдений заключается в том, что при достаточно небольшом давлении $P = 0.7$ ГПа индуцируется промежуточное положительное МС, которое затем полностью исчезает. Индуцируемое давлением МС в $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{MnAs}$ условно можно разделить на две области: до и после структурного перехода. Непосредственно в области структурного перехода при $P = 3.4$ ГПа обнаружено рекордное отрицательное МС, достигающее $\sim 74\%$ в магнитном поле $H = 5$ кЭ. Выше области перехода при $P = 3.9$ ГПа отрицательное МС ослабевает, демонстрируя появление положительного вклада. Наконец, при $P = 4.4$ ГПа преобладает только отрицательное МС, величина которого составляет $\sim 2\%$.

5. Анализ и обсуждение МС. Поскольку природа наблюдаемого отрицательного МС в той или иной мере может быть отнесена как к наличию MnAs нанокластеров, так и замещенной Mn структуре матрицы, то процессы рассеяния в основном будут происходить от магнитных примесей. Поэтому для описания полевой зависимости $\Delta\rho/\rho_0$ нами была использована полуэмпирическая формула Хосла–Фишера, учитывающая именно природу магнитного рассеяния [30]. Тогда выражение для отрицательного МС имеет следующий вид:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = -A^2 \ln(1 + B^2 H^2), \quad (1)$$

где параметры A и B учитывают физические характеристики обменного взаимодействия и рассматриваются как подгоночные величины к эксперименталь-

ной зависимости $\Delta\rho/\rho_0(H)$. Согласно [30], положительное МС рассматривается в рамках двухзонной модели [31], основанной на спиновом расщеплении подзон, когда валентная зона состоит из частично заполненной $p-d$ гибридной зоны. Образованные таким образом две подзоны с направлением спинов \uparrow и \downarrow будут иметь различные значения транспортных параметров. Выражение для положительного МС имеет вид:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{C^2 H^2}{(1 + D^2 H^2)}, \quad (2)$$

где параметры C и D связаны с проводимостью и подвижностью носителей в двух спин-расщепленных зонах. Эти два параметра рассматриваются как подгоночные величины к экспериментальной зависимости $\Delta\rho/\rho_0(H)$.

Результаты аппроксимации МС с использованием выражений (1) и (2) представлены на рис. 3. Исходя из анализа кривых $\Delta\rho/\rho_0(H)$, можно отметить следующую явную тенденцию: в области низкого давления, как отрицательное МС при $P = 0$ ГПа, так и положительное МС при $P = 0.7$ ГПа грубо описываются полуэмпирическим законом. При давлениях, близких к области структурного превращения и выше ($P \geq 2.8$ ГПа), наблюдалась хорошая воспроизводимость экспериментальных кривых. Таким образом, в первом случае отклонение от зависимости, предлагаемой формулой (1), связано с тенденцией к насыщению отрицательного МС. Действительно, как отмечается в [24], близкий по химическому составу образец демонстрировал насыщение намагниченности при $T = 295$ К, начинающей с $H = 0.5$ Т. Следовательно, отрицательное МС при $P = 0$ ГПа является результатом уменьшения спин-зависимого рассеяния дырок обусловленного выравниванием магнитных моментов MnAs кластеров в магнитном поле. Во втором случае промежуточное положительное МС ($P = 0.7$ ГПа), которое заметно отклоняется от квадратичного поведения в области полей $H \leq 1.5$ кЭ, скорее не связано с двухзонным транспортом. Природа такого положительного МС в некотором роде похожа на ситуацию, происходящую в $\text{Ge}_{1-x}\text{Mn}_x$ [17], что объясняется усилением геометрического эффекта орбитального МС [32], которое учитывает влияние нанокластеров.

Зависимости $\Delta\rho/\rho_0(H)$, где кривые МС хорошо описываются полуэмпирическим законом ($P \geq 2.6$ ГПа), предлагают следующий интересный сценарий. Так как диссипативный механизм предусматривает спин-зависимое рассеяние на локализованных магнитных моментах, то их источником могут вы-

ступать примеси Mn, замещенные в решетке халькопирита. Тогда в области структурного перехода преобладающее большое отрицательное МС и последующая динамика МС реализуются без доминирующего участия MnAs кластеров. Мы провели анализ параметров A и B , входящих в отрицательное МС. Как показано на рис. 4, наиболее чувствительным к

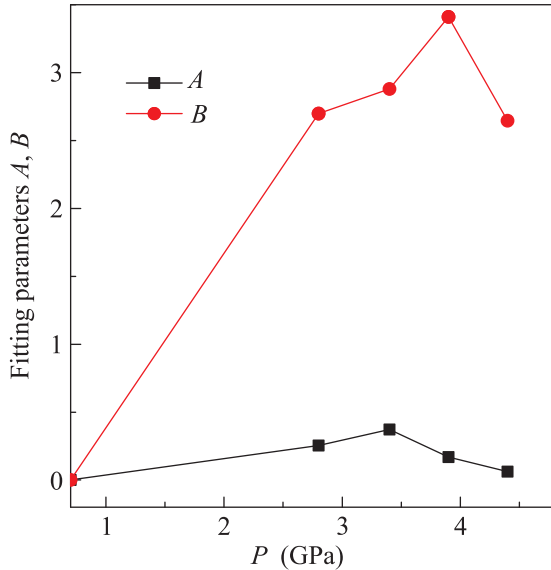


Рис. 4. (Цветной онлайн) Вариация подгоночных параметров A и B с давлением

давлению оказывается параметр B , который демонстрирует заметный рост с приближением к области структурного перехода. С физической точки зрения этот параметр несет информацию об энергии обменного взаимодействия J , которая является произведением $J \times D(\varepsilon_F)$, где $D(\varepsilon_F)$ – плотность состояний на уровне Ферми. С другой стороны, как обсуждается в работе [33], $D(\varepsilon_F)$ связана с концентрацией носителей заряда. Обращаясь к нашим транспортным данным, следует, что при $P \geq 2.8$ ГПа происходит резкий рост концентрации дырок (вставка к рис. 2), который влечет за собой увеличение $D(\varepsilon_F)$, что в целом согласуется с наблюдаемым усилением величины отрицательного МС. Также при $P = 3.9$ ГПа, где преобладает положительный вклад в отрицательное МС, параметр B продолжает расти даже при сравнительно небольшой величине отрицательного МС. Данную ситуацию можно интерпретировать следующим образом: в диапазоне $P = 2.8 \div 3.4$ ГПа отрицательное МС усиливается за счет резкого роста концентрации дырок, а при $P = 3.9$ ГПа, где концентрация слабо меняется с давлением, величина МС поддерживается за счет усиления J . Механизм усиления J под давлением рассматривался в работе [34], где p - d -обменная

энергия для разбавленного магнитного полупроводника связывалась с объемом как $J_{pd} \propto V_0^{-1}$. Поскольку J_{pd} сильно зависит от расстояния между атомами Mn, то вследствие структурного превращения, которое обычно происходит со скачкообразным уменьшением объема [28], качественное объяснение усиления J является приемлемым. Дальнейшее уменьшение объема (т.е. сближение атомов Mn), что приводит уже к общему понижению J и, соответственно, к уменьшению величины МС ($P = 4.4$ ГПа).

Преобладание положительного вклада в МС при $P = 3.9$ ГПа и $H > 1.7$ кЭ (рис. 3), указывает на признак двухзонного транспорта, обусловленного спиновым расщеплением подзон [30, 31]. Используя полученные значения зонных параметров $C = 0.1$ и $D = 0.2$, можно определить значения проводимости σ_i и подвижностей μ_i для каждой из подзон (индекс i соответствует носителям заряда со спином \uparrow и спином \downarrow). Для определения этих зонных параметров были использованы следующие выражения:

$$\sigma_i = \frac{\sigma}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4C^2}{\mu^2}} \right), \quad (3)$$

$$\mu_i = \frac{\mu\sigma_i}{\sigma} \pm D, \quad (4)$$

где $\sigma = \sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow$ и $\mu = \mu^\uparrow + \mu^\downarrow$ есть полная проводимость и подвижность. Рассчитанные значения транспортных параметров составляют: $\sigma^\uparrow = 5.16 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, $\mu^\uparrow = 2.16 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ для носителей заряда со спином \uparrow и $\sigma^\downarrow = 1.5 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$, $\mu^\downarrow = 0.19 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$ для носителей заряда со спином \downarrow . Видно, что полученные величины для зоны со спином \uparrow существенно преобладают над транспортными параметрами зоны со спином \downarrow , что в свою очередь подразумевает наличие спиновой поляризации.

В гибридном нанокompозите $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 15\% MnAs$ обсуждаемая выше особенность поведения МС в области структурного превращения представляется действительно уникальной. Так, например, в случае соединения $CdGeAs_2:Mn$ зависимость $\Delta\rho/\rho_0(P)$ демонстрировала минимум отрицательного МС, величина которого составляла $\sim 3\%$ [35]. Как следует из результатов настоящей работы, модификация полупроводниковой матрицы на структурном уровне, т.е. создание нестехиометрической матрицы $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2$ приводит к существенному усилению спин-зависимых эффектов, ярко выраженных в области структурных переходов.

6. Заключение. В условиях структурного превращения в гибридном нанокompозите $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 15\% MnAs$ детально изучено

поведение МС в области комнатных температур. Непосредственно в области структурного перехода при $P = 3.4$ ГПа обнаружено рекордное отрицательное МС, достигающее $\sim 74\%$ в магнитном поле $H = 5$ кЭ, которое ранее не наблюдалось для материалов данного класса. Использование теории, основанной на полуэмпирическом подходе в описании отрицательного и положительного МС позволило выявить связь между спин-зависимыми процессами рассеяния и MnAs нанокластерами. Таким образом выяснено, что при сравнительно небольших давлениях до 0.7 ГПа отрицательное МС и промежуточное положительное МС происходят от доминирующего вклада MnAs кластеров. В области структурного перехода и в фазе высокого давления механизмы рассеяния приписываются к спин-зависимому рассеянию на локализованных магнитных моментах, в замещенной Mn структуре халькопирита. На фоне постоянно доминирующего отрицательного МС обнаружен положительный вклад, указывающий о двухзонном спиновом транспорте, т.е. о наличии спиновой поляризации.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект # 16-02-00210 а). А.Т.Р. и И.В.Ф. благодарят за финансовую поддержку РФФИ (гранты # 16-32-00661 мол_а, # 16-03-00796 а).

1. I. S. Beloborodov, A. V. Lopatin, V. M. Vinokur, and K. B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 469 (2007).
2. S. Mitani, S. Takahashi, K. Takanashi, K. Yakushiji, S. Maekawa, and H. Fujimori, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 2799 (1998).
3. P. N. Hai, S. Ohya, M. Tanaka, S. E. Barnes, and S. Maekawa, *Nature (London)* **458**, 489 (2009).
4. D. W. Rench, P. Schiffer, and N. Samarth, *Phys. Rev. B* **84**, 094434 (2011).
5. P. N. Hai, S. Ohya, and M. Tanaka, *Nat. Nanotech.* **5**, 593 (2010).
6. C. Michel, M. T. Elm, B. Goldlücke, S. D. Baranovskii, P. Thomas, W. Heimbrodtt, and P. J. Klar, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 223119 (2008).
7. A. García-García, A. Vovk, J. A. Pardo, P. Štrichovanec, P. A. Algarabel, C. Magén, J. M. De Teresa, L. Morellón, and M. R. Ibarra, *J. Appl. Phys.* **107**, 033704 (2010).
8. S. Kaji, G. Oomi, M. Hedo, Y. Uwatoko, S. Mitani, K. Takanashi, S. Takahashi, and S. Maekawa, *J. Phys. Soc. Jpn.* **74**(10), 2783 (2005).
9. Е. И. Яковлева, Л. Н. Овешников, А. В. Кочура, К. Г. Лисунов, Э. Лахдеранта, Б. А. Аронзон, *Письма в ЖЭТФ* **101**(2), 136 (2015).
10. Yu. K. Wakabayashi, R. Akiyama, Yu. Takeda, M. Horio, G. Shibata, Sh. Sakamoto, Y. Ban, Y. Saitoh, H. Yamagami, A. Fujimori, M. Tanaka, and Sh. Ohya, *Phys. Rev. B* **95**, 014417 (2017).
11. E. Lähderanta, A. V. Lashkul, A. V. Kochura, K. G. Lisunov, B. A. Aronzon, and M. A. Shakhov, *Phys. Status Solidi* **211**(5), 991 (2014).
12. M. Yokoyama, T. Ogawa, A. M. Nazmul, and M. Tanaka, *J. Appl. Phys.* **99**, 08D502 (2006).
13. A. P. Li, J. F. Wendelken, J. Shen, L. C. Feldman, J. R. Thompson, and H. H. Weitering, *Phys. Rev. B* **72**, 195205 (2005).
14. Y. D. Park, A. Wilson, A. T. Hanbicki, J. E. Mattson, T. Ambrose, G. Spanos, and B. T. Jonker, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 2739 (2001).
15. P. J. Wellmann, J. M. Garcia, J.-L. Feng, and P. M. Petroff, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3291 (1998).
16. M. T. Elm, P. J. Klar, S. Ito, and S. Hara, *Phys. Rev. B* **83**, 235305 (2011).
17. M. Jamet, A. Barski, T. Devillers, V. Poydenot, R. Dujardin, P. Bayle-Guillemaud, J. Rothman, E. Bellet-Amalric, A. Marty, J. Cibert, R. Mattana, and S. Tatarenko, *Nat. Mater.* **5**, 653 (2006).
18. L. Kilanski, W. Dobrowolski, E. Dynowska, M. Wójcik, B. J. Kowalski, N. Nedelko, A. Slawska-Waniewska, D. K. Maude, S. A. Varnavskiy, I. V. Fedorchenko, and S. F. Marenkin, *Solid State Comm.* **151**, 870 (2011).
19. T. R. Arslanov, A. Yu. Mollaev, I. K. Kamilov, R. K. Arslanov, L. Kilanski, R. Minikaev, A. Reszka, S. López-Moreno, A. H. Romero, M. Ramzan, P. Panigrahi, R. Ahuja, V. M. Trukhan, T. Chatterji, S. F. Marenkin, and T. V. Shoukavaya, *Sci. Rep.* **5**, 7720 (2015).
20. T. R. Arslanov, R. K. Arslanov, L. Kilanski, T. Chatterji, I. V. Fedorchenko, R. M. Emirov, and A. I. Ril, *Phys. Rev. B* **94**, 184427 (2016).
21. I. V. Fedorchenko, A. N. Aronov, L. Kilanski, V. Domukhovski, A. Reszka, B. J. Kowalski, E. Lähderanta, W. Dobrowolski, A. D. Izotov, S. F. Marenkin, *J. Alloys and Compounds* **599**, 121 (2014).
22. S. F. Marenkin, A. D. Izotov, I. V. Fedorchenko, and V. M. Novotortsev, *Russian Journal of Inorganic Chemistry* **60**(3), 295 (2015).
23. L. G. Khvostantsev, V. N. Slesarev, and V. V. Brazhkin, *High Pressure Res.* **24**, 371 (2004).
24. L. Kilanski, I. V. Fedorchenko, M. Górská, A. Ślawska-Waniewska, N. Nedelko, A. Podgórní, A. Avdonin, E. Lähderanta, W. Dobrowolski, A. N. Aronov, and S. F. Marenkin, *J. Appl. Phys.* **118**, 103906 (2015).
25. Р. К. Арсланов, Т. Р. Арсланов, У. З. Залибеков, И. В. Федорченко, *ФТТ* **59**(3), 472 (2017).
26. L. Kilanski, A. Reszka, M. Górská, V. Domukhovski, A. Podgórní, B. J. Kowalski, W. Dobrowolski, I. V. Fedorchenko, A. N. Aronov, and S. F. Marenkin, *J. Phys.: Condens. Matter* **28**, 495802 (2016).

27. A. Yu. Mollaev, R. K. Arslanov, I. K. Kamilov, T. R. Arslanov, U. Z. Zalibekov, and I. V. Fedorchenko, *Russian Journal of Inorganic Chemistry* **60**(8), 994 (2015).
28. T. R. Arslanov, L. Kilanski, S. López-Moreno, A. Yu. Mollaev, R. K. Arslanov, I. V. Fedorchenko, T. Chatterji, S. F. Marenkin, and R. M. Emirov, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **49**, 125007 (2016).
29. A. R. Strom, A. Jayaraman, and J. H. Wernick, *J. Phys. Chem. Solids* **29**, 623 (1968).
30. R. P. Khosla and J. R. Fischer, *Phys. Rev. B* **2**, 4084 (1970).
31. A. B. Pippard, *Magnetoresistance in Metals*, Cambridge University Press, Cambridge (1988).
32. S. A. Solin, T. Thio, D. R. Hines, and J. J. Heremans, *Science* **289**, 1530 (2000).
33. J. A. Peters, N. D. Parashar, N. Rangaraju, and B. W. Wessels, *Phys. Rev. B* **82**, 205207 (2010).
34. M. Csontos, T. Wojtowicz, X. Liu, M. Dobrowolska, B. Jankó, J. K. Furdyna, and G. Mihály, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 227203 (2005).
35. А. Ю. Моллаев, И. К. Камилов, Р. К. Арсланов, Т. Р. Арсланов, У. З. Залибеков, В. М. Новоторцев, С. Ф. Маренкин, *Письма в ЖЭТФ* **91**(9), 524 (2010).