

ПЕРЕХОД ПОЛУПРОВОДНИК–МЕТАЛЛ В МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЯХ ПРИ ВЫСОКОМ ДАВЛЕНИИ

Р. К. Арсланов^a, **Т. Р. Арсланов**^{a*}, **И. В. Федорченко**^b, **А. Л. Желудкевич**^c

^a *Институт физики им. Х. И. Амирханова Дагестанского научного центра Российской академии наук 367003, Махачкала, Россия*

^b *Институт общей и неорганической химии им. Н. С. Курнакова Российской академии наук 119991, Москва, Россия*

^c *Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси по материаловедению 220072, Минск, Беларусь*

Поступила в редакцию 23 марта 2019 г.,
после переработки 4 июня 2019 г.
Принята к публикации 24 июня 2019 г.

В нанокompозитных ферромагнитных соединениях $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 10\% MnAs$ и $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 15\% MnAs$ с температурой Кюри $T_C \approx 310\text{--}312$ К исследованы магнитные, транспортные и магнитотранспортные параметры при высоком давлении до 7 ГПа и комнатной температуре. Поведения магнитных и электронных свойств под давлением указывают на наличие магнитного превращения и перехода полупроводник–металл, наступающих при одном и том же давлении $P \approx 3.5$ ГПа. В диапазоне магнитных полей до $H = 5$ кЭ в обоих составах наблюдалось индуцированное высоким давлением магнитосопротивление. Из анализа экспериментальных данных следует, что магнитосопротивление в области перехода полупроводник–металл может описываться стандартной p - d -моделью, учитывающей обменное взаимодействие спинов носителей тока и магнитного момента, локализованного на примесях Mn. В этой области обнаружено гигантское магнитосопротивление, достигающее максимальной величины по сравнению с магнитосопротивлением при атмосферном давлении ($\Delta\rho_{xx}/\rho_0 < 1\%$) для состава с 15% кластеров MnAs. Основная причина возникновения усиленного магнитосопротивления, а также магнитных и электронных фазовых превращений связывается со структурным преобразованием матрицы под давлением.

DOI: 10.31857/S0044451020010137

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что под действием внешнего магнитного поля электрическое сопротивление большинства полупроводниковых и металлических соединений может изменяться. Подобное явление известно, как магнитосопротивление (МС), принцип которого лежит в основе современных магнитосенсорных устройств, в том числе датчиков считывания информации жестких дисков. В зависимости от знака МС эффект может быть как положительным, так и отрицательным, а величина его относительного изме-

нения в магнитных материалах существенно прева-лирует над величиной для немагнитных соединений. В последние годы перспективы изучения выраженных магниторезистивных свойств (гигантское МС, туннельное МС и т. д.) связывают с так называемыми гибридными структурами, в которых металлические магнитные включения (нанокластеры) размещены в немагнитной матрице полупроводника [1]. Поскольку в подобных структурах имеются свободные носители зарядов, электронный транспорт, обусловленный взаимодействием их с нанокластерами, носит спин-зависимый характер [2].

Необходимо отметить, что среди фундаментальных вкладов в происхождение МС немаловажную роль играют следующие: слабая локализация, электрон–электронное взаимодействие, спиновые и

* E-mail: arslanovt@gmail.com

сверхпроводящие флуктуации, а также магнитные примеси [3]. В большинстве случаев появление низкотемпературного отрицательного МС в магнитных полупроводниках связывают со слабой локализацией [4] в результате расфазировки когерентного обратного рассеяния. Тем не менее преобладающее в магнитных структурах отрицательное МС не всегда является следствием слабой локализации, особенно при температурах, отличных от низких, при которых магнитные примеси или нанокластеры играют преимущественную роль в механизме рассеяния.

Возникающее обменное взаимодействие между носителями заряда и локальными магнитными моментами атомов примеси реализует сильную связь зонных и локализованных состояний, что сопровождается гигантским положительным или отрицательным МС. Отрицательное МС, рассматриваемое в рамках теории спинового разупорядочения, предполагает считать, что подавление термодинамических флуктуаций локальной намагниченности под действием магнитного поля приводит к уменьшению рассеяния [5]. Следует заметить, что само по себе наличие примесного уровня, образуемого $3d$ -примесями, может существенным образом внести возмущение в плотность состояний на уровне Ферми. Так, в условиях p - d -гибридизации валентной зоны спиновое расщепление приводит к формированию двух подзон с направлением спинов вверх и вниз (major spin and minor spin), которые характеризуются различными проводимостями и подвижностями [6]. Увеличение рассеяния спин-зависимых носителей за счет изменений в локальном потенциале, связанном с эффектом Зеемана, может привести к положительному МС.

Спин-зависимый характер МС в разбавленных магнитных полупроводниках [7, 8], гранулированных структурах [9, 10] и мультислоях [11] является предметом широких исследований, в частности, при высоких давлениях. Главным образом отмечается, что прикладываемое давление должно приводить к уменьшению МС из-за уменьшения обменного взаимодействия. Однако в некоторых магнитных соединениях наблюдается противоположный эффект, обусловленный индуцированным давлением усиленного обменного взаимодействия, даже в парамагнитной области [7, 12]. В связи с этим можно полагать, что возникающее отрицательное МС в условиях высокого давления имеет прямое отношение к спин-зависимому рассеянию на магнитных примесях. С другой стороны, поведение МС в условиях индуцированного давлением фазовых превращений (электронных, структурных и магнитных)

является практически малоизученным направлением. Как показано в работе [8], поведение фазово-сегрегированных кластеров MnAs в матрице полупроводника II-IV-V_2 имело нетривиальную полевую зависимость при переходе из исходной структуры халькопирита в разупорядоченную кубическую структуру типа ZnS.

В данной работе мы исследовали магнитные, электронные и магнитотранспортные свойства наноконкомпозитных гибридов $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + \text{MnAs}$ в окрестности перехода полупроводник–металл при высоком давлении. Общей особенностью этих материалов является наличие отрицательного и положительного МС, поведение которого тесно связано с совместным результатом индуцированного давлением структурного, магнитного и электронного переходов.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И АНАЛИЗ ОБРАЗЦОВ

Измерения проводились на поликристаллических образцах $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 10\% \text{MnAs}$ и $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{MnAs}$ в аппарате высокого давления типа «тороид» при гидростатическом давлении $P \leq 7$ ГПа в области комнатных температур при подъеме и сбросе давления. Давление генерировалось с постоянной скоростью, соответствующей примерно 1 ГПа/ч при компрессии. В режиме декомпрессии скорость давления соответствовала темпу естественной релаксации системы, сопоставимому с прямым ходом, с уменьшением темпа примерно до 0.2 ГПа/ч ниже 1 ГПа. Аппарат помещался в соленоид с напряженностью $H \leq 5$ кЭ. В качестве рабочей ячейки использовалась фторопластовая капсула полезным объемом 80 мм³, которая имела 8 электровыводов, что позволяло измерять одновременно под давлением удельное сопротивление ρ , коэффициент Холла R_H и поперечное магнитосопротивление $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$, где ρ_0 — удельное сопротивление в отсутствие магнитного поля. Давление контролировалось по манганиновому манометру, отградуированному по нескольким реперным точкам V_i во всем диапазоне давлений. Более подробно методика и техника эксперимента описаны в работе [13], а синтез образцов и технологические режимы их выращивания — в [14].

Образцы для измерения транспортных и магнитотранспортных параметров ρ , R_H и $\Delta\rho_{xx}/\rho_0$ шестизондовым методом имели форму параллелепипеда размерами $3 \times 1 \times 1$ мм³. Контакты были из-

готовлены пайкой с помощью свинцово-оловянного припоя. Их линейность контролировалась по вольт-амперным характеристикам. Образцы для измерения намагниченности имели форму цилиндра диаметром $d = 1$ мм и высотой $h = 3$ мм. Намагниченность M измерялась при атмосферном давлении в переменном магнитном поле с переменной частотой $\omega = 700$ Гц. Для измерения изотермической намагниченности под давлением в нулевом магнитном поле использовался индукционный метод [8]. Абсолютная точность измерений намагниченности составляла 5%. Образец цилиндрической формы (длина 3.5–4 мм, диаметр около 1.5 мм) помещался в две индуктивно связанные катушки с максимальным числом витков $n = 10$. Магнитное поле, создаваемое катушками, не превышало 15 Э.

Качество и фазовый состав образцов $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 10\% \text{MnAs}$ и $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{MnAs}$ были изучены методами рентгеновской дифракции сканирующей электронной микроскопии (СЭМ) и энергодисперсионной рентгеновской спектроскопии (ЭДРС). Согласно ЭДРС-анализу (спектр 1) микроповерхности образца (вставка к рис. 1а), элементный состав указывал на отсутствие каких-либо других элементов (рис. 1б). Согласно данным рентгенофазового анализа (рис. 1а), для обоих составов наблюдалось идентичное положение дифракционных пиков, соответствующих 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 ($P63/mmc$) с $a = 3.716 \text{ \AA}$ и $c = 5.748 \text{ \AA}$ фазам MnAs . Содержание примесной кубической фазы составляло 16%. Следует отметить, что данная фаза выступает естественным образованием в ходе получения материала матрицы — фазы халькопирита $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2$. Расположение гексагональных кластеров MnAs в матрице полупроводника соответствовало случайному распределению. Согласно данным СЭМ, средние размеры кластеров MnAs не превышали 200 нм.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Температурные зависимости намагниченности, $M(T)$, были измерены в магнитном поле $H = 100$ Э в диапазоне температур 270–350 К. Результаты ис-

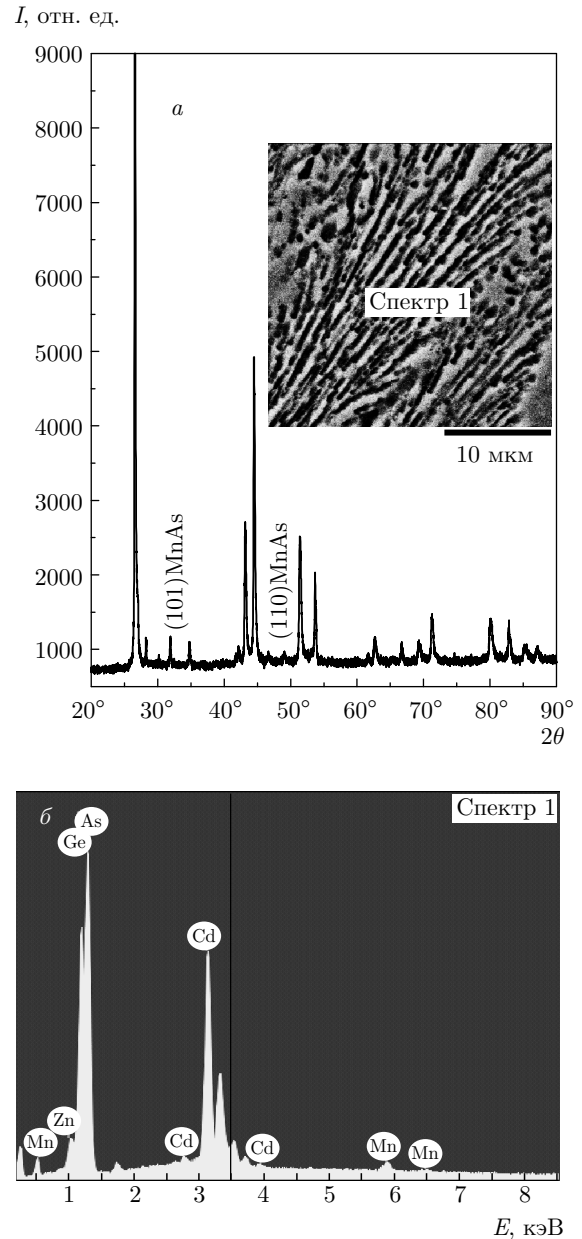


Рис. 1. (В цвете онлайн) Данные характеризационного анализа. а) Рентгеновские профили образца $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 10\% \text{MnAs}$; на рентгенограмме отмечены типичные пики, соответствующие гексагональной фазе MnAs . На вставке — СЭМ-изображение образца $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{MnAs}$, с поверхности которого исследованы ЭДРС-спектры. б) Результат исследования элементного состава образца

следований этих характеристик представлены на рис. 2. Зависимость $M(T)$ указывает на наличие ферромагнитных фазовых переходов при 310 К и 312 К. Температура Кюри T_C определялась по точке перегиба кривой $M(T)$, т. е. там, где выполняется условие $\partial^2 M / \partial T^2 \rightarrow 0$. Полученные значения T_C

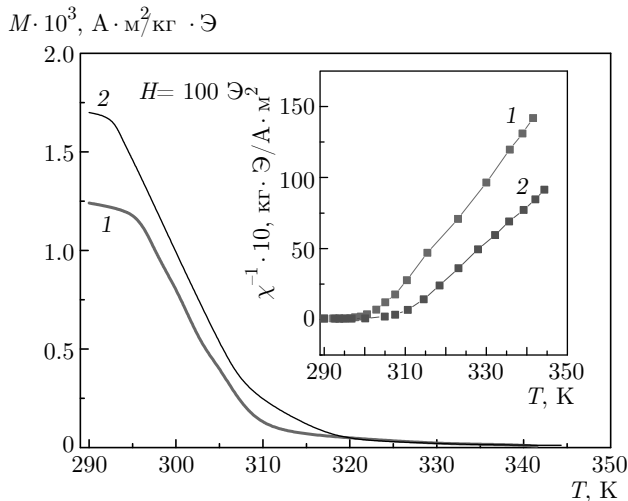


Рис. 2. Расчетные температурные зависимости намагниченности для образцов: $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 10\% MnAs$ (кривая 1) и $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 15\% MnAs$ (кривая 2). На вставке экспериментальные температурные зависимости обратной магнитной восприимчивости χ^{-1} для этих составов

приведены в таблице. Значения T_C не изменяются значительно с количеством ионов Mn в материале. Тем не менее для образцов с низким и высоким содержанием Mn может наблюдаться небольшое увеличение T_C из-за деформации кластеров MnAs. Так, в работах [15,16] было сделано утверждение, что основной причиной изменения величины T_C является изменение магнитных свойств кластеров MnAs.

Магнитная восприимчивость

$$\chi = (\partial M / \partial H)_{\partial T = \text{const}}$$

может быть рассчитана с использованием данных намагниченности, выбранной при постоянной температуре. Зависимость обратной магнитной восприимчивости (вставка к рис. 2) при температурах выше T_C , т.е. в парамагнитной области, должна подчиняться закону Кюри – Вейсса:

$$\chi = \frac{C}{T - \Theta} + \chi_{dia}, \tag{1}$$

где $C = N_0 g^2 \mu_B^2 S(S+1) y_m / 3k_B$ – постоянная Кюри, χ_{dia} – диамагнитный вклад магнитной восприимчивости решетки, N_0 – число ионов на грамм, g – g -фактор магнитного иона ($g = 2$ для Mn), $S = 5/2$ – спин-магнитный момент иона Mn, μ_B – магнетон Бора, k_B – постоянная Больцмана, y_m – количество магнитоактивных ионов Mn. На основе экспериментальных данных, полученных в диапазоне температур $T = 270\text{--}350$ К согласно равенству (1) были рассчитаны зависимости $\chi(T)$ в предположении, что диамагнитный вклад в магнитную восприимчивость

остается постоянным. Для оценки мы использовали значение $\chi_{dia} = -2 \cdot 10^{-4} \text{ A} \cdot \text{m}^2 / \text{kg} \cdot \text{Oe}$ [17]. Из экспериментальной кривой определялись температура Кюри – Вейсса Θ и постоянная Кюри C .

Рассчитанные кривые представлены вместе с экспериментальными данными на рис. 2. Как показано на вставке к рис. 2, магнитная восприимчивость образцов хорошо описывается с помощью закона Кюри – Вейсса.

Полученные значения C можно использовать для расчета суммы магнитоактивных ионов Mn с помощью уравнения (1). В таблице приводятся все рассчитанные параметры для исследованных образцов. Следует отметить, что полученная величина y_m меньше предлагаемой величины y – общего содержания Mn в образцах [18]. Причина столь заметной разницы может быть следующая: во-первых, закон Кюри – Вейсса применим для области $T > T_C$, где ионы Mn не выровнены вдоль направления поля и их вклад в магнитную восприимчивость является частичным. Во-вторых, большая доля ионов Mn, присутствующих в материале, либо магнитно-неактивна, либо находится в зарядовом состоянии Mn^{+2} , отличном от высокоспинового состояния с полным магнитным моментом $J = S = 5/2$. Кроме того, как следует из таблицы, близость значений Θ и T_C указывает на отсутствие сильных магнитных неоднородностей в образцах.

Совокупность полученных результатов можно объяснить следующим образом. Характерной особенностью композитов $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 10\% MnAs$ и $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 15\% MnAs$ является наличие хаотически распределенных ионов Mn в матрице полупроводника, магнитные моменты которых сильно взаимодействуют с магнитными моментами подсистемы дырок (в случае материалов p -типа). Большие значения констант магнитного обмена, свойственные подобного рода магнитным полупроводникам [19], обусловлены химической связью p - и d -орбиталей.

Результаты измерения изотермической намагниченности под давлением при $T = 297$ К представлены на рис. 3. Как следует из представленной зависимости $M(P)$, при давлении $P > 3.2$ ГПа наблюдается резкое уменьшение M , что является результатом магнитного фазового перехода ферромагнетик – парамагнетик, индуцируемого давлением. Как обсуждалось в работах [8, 20], причина столь резкого уменьшения M может быть вызвана структурной нестабильностью матрицы полупроводника, т.е. настулением структурного перехода.

Таблица. Магнитные и транспортные параметры исследованных образцов при атмосферном давлении

Образцы	T_C , К	$C \cdot 10^{-1}$, Ам ² ·К/кг	Θ , К	R_H , см ³ /Кл	ρ , Ом·см	y_m	y [16]
Zn _{0.1} Cd _{0.9} GeAs ₂ + 10 % MnAs	310	3.5	308	4.73	2.98	0.065	0.1
Zn _{0.1} Cd _{0.9} GeAs ₂ + 15 % MnAs	312	7.0	310	4.3	2.5	0.014	0.042

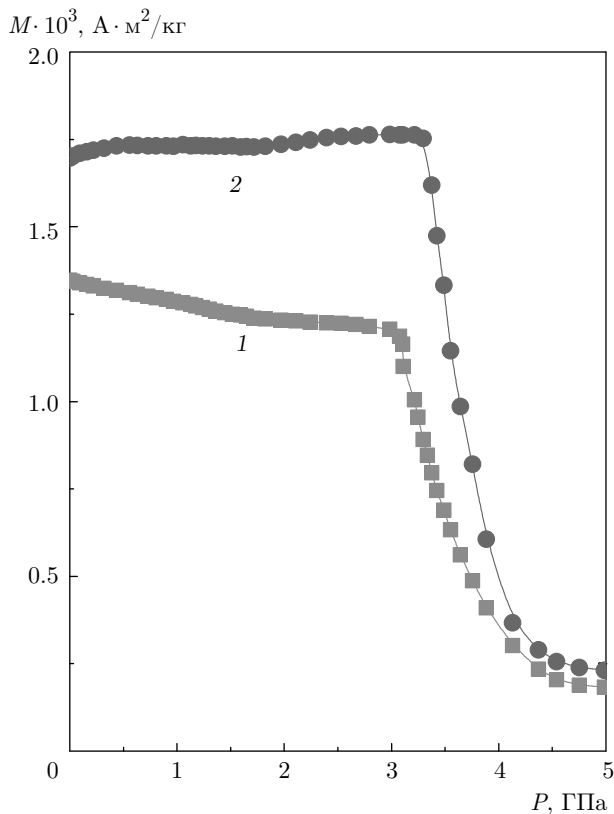


Рис. 3. Зависимости намагниченности от давления для Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs₂ + 10 % MnAs (кривая 1) и Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs₂ + 15 % MnAs (кривая 2) при $T = 297$ К

Наряду с магнитными превращениями под давлением в поведении транспортных характеристик также прослеживаются особенности в области высоких давлений $P > 3.2$ ГПа. На рис. 4 приведены барические зависимости удельного электросопротивления $\rho(P)$, коэффициента Холла $R_H(P)$, измеренного в поле 5 кЭ, и холловской подвижности $\mu_H(P)$ для Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs₂ + 10 % MnAs и Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs₂ + 15 % MnAs при комнатной температуре. В обоих образцах удельное сопротивление возрастает и достигает максимума при $P \approx 2$ ГПа, затем резко падает (больше чем на порядок) при $P > 3.5$ ГПа. При этом коэффи-

циент Холла возрастает до $P \approx 2$ ГПа, а затем резко убывает при $P > 3.5$ ГПа (почти на порядок). В области насыщения при $P > 5$ ГПа значения транспортных параметров составляют: $\rho(P) \approx 0.5$ Ом·см, $\mu_H(P) \approx 2.3$ см²/В·с для Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs₂ + 10 % MnAs и $\rho(P) \approx 0.18$ Ом·см, $\mu_H(P) \approx 1.7$ см²/В·с для Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs₂ + 15 % MnAs.

Судя по столь заметным изменениям зависимостей $\rho(P)$ и $R_H(P)$ (а именно, концентрации носителей $p = 1/eR_H$, где R_H — эффективная величина), в образцах реализуется переход полупроводник–металл. При этом полевая зависимость холловского сопротивления линейна в магнитных полях до 5 кЭ, что указывает на отсутствие вклада аномального эффекта Холла, а также на корректность определения концентраций носителей заряда. Следует отметить, что причиной заметного изменения электронного транспорта является структурный переход, что характерно для соединений халькопирита [21].

На рис. 5 приведены магнитополевые зависимости МС для Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs₂ + 10 % MnAs и Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs₂ + 15 % MnAs, рассчитываемого как $\Delta\rho/\rho_0 = (\rho_H - \rho_0)/\rho_0$, (ρ_H — удельное сопротивление в нулевом магнитном поле). Общей тенденцией для обоих образцов является усиление отрицательного МС с увеличением прикладываемого давления по сравнению с исходными значениями при атмосферном давлении ($\Delta\rho_{xx}/\rho_0 < 1\%$). В составе с 10 % MnAs присутствует слабый положительный вклад при $P = 1$ ГПа и $H > 3.5$ кЭ, а в составе с 15 % MnAs преобладает слабое положительное МС при $P = 0.7$ ГПа.

В области перехода полупроводник–металл и выше поведение МС в обоих составах представляется своеобразным. Как наглядно следует из барических зависимостей МС (рис. 6), в области перехода полупроводник–металл при $P > 3.5$ ГПа приложенное давление и увеличение магнитного поля индуцируют как положительное, так и отрицательное МС. Поведение МС в области перехода полупроводник–металл в

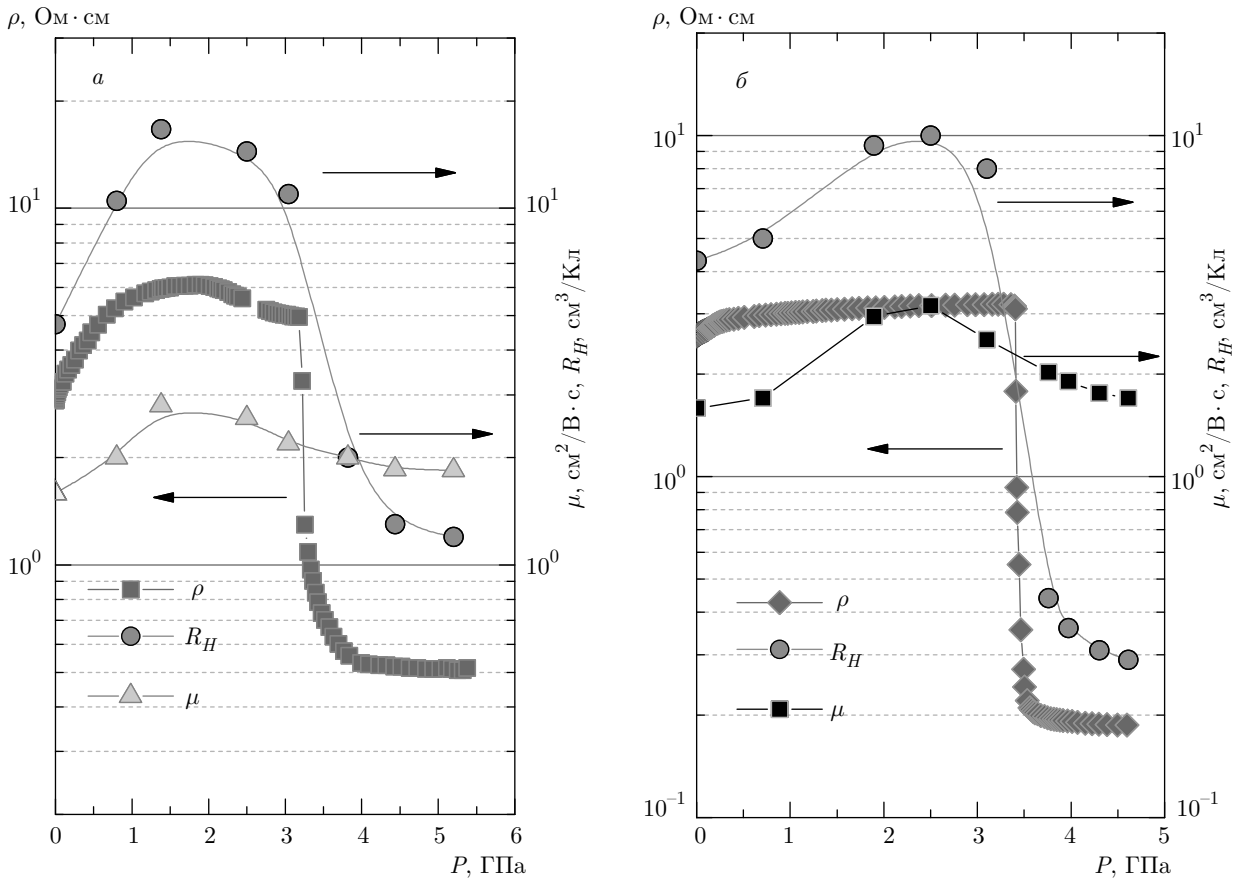


Рис. 4. (В цвете онлайн) Зависимости от давления транспортных параметров, измеренные при комнатной температуре: удельное электросопротивление ρ , коэффициент Холла R_H , измеренный в магнитном поле 5 кЭ, и холловская подвижность μ_H для $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 10\% \text{MnAs}$ (а) и $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{MnAs}$ (б)

$\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 10\% \text{MnAs}$ отличается от поведения МС в $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{MnAs}$. Следует отметить, что в области перехода полупроводник–металл при $P > 3.5$ ГПа МС отрицательно в $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{MnAs}$ и заметно возрастает до максимальной величины около 74% (рис. 5а и 5б). Данный переход в обоих соединениях сопровождается металлизацией с концентрацией носителей соответственно $p = 5.2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $2.0 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ (рис. 4).

Наличие магнитной примеси Mn предполагает, что процессы рассеяния в области комнатных температур связаны, главным образом, со спин-зависимым транспортом, поскольку возможные вклады, такие как слабая локализация или флуктуации микроскопической проводимости, являются доминирующими при низких температурах [22].

Таким образом, наблюдаемые отрицательное и положительное МС могут быть рассмотрены в рамках модели, основанной на полуэмпирическом за-

коне Хосла – Фишера [23]:

$$\frac{\rho_H - \rho_0}{\rho_0} = -a^2 \ln(1 + b^2 H^2) + \frac{c^2 H^2}{1 + d^2 H^2}. \quad (2)$$

Здесь фундаментальные параметры a и b связаны с природой обменного взаимодействия, в то время как параметры c и d описывают двухзонный транспорт в спин-расщепленной валентной зоне [6]. Тем не менее использование данного выражения представляется ограниченным, поскольку природа магнитного рассеяния может быть обусловлена не только локализованными моментами Mn в замещенной структуре полупроводника, но и наличием кластеров MnAs. Анализ отрицательного МС с использованием уравнения (2) для $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{MnAs}$ предполагает, что механизмы рассеяния в области перехода полупроводник–металл относятся к природе обменного p - d -взаимодействия, возникающего между носителями тока (дырками) и магнитным моментом, локализованным на примеси Mn [24].

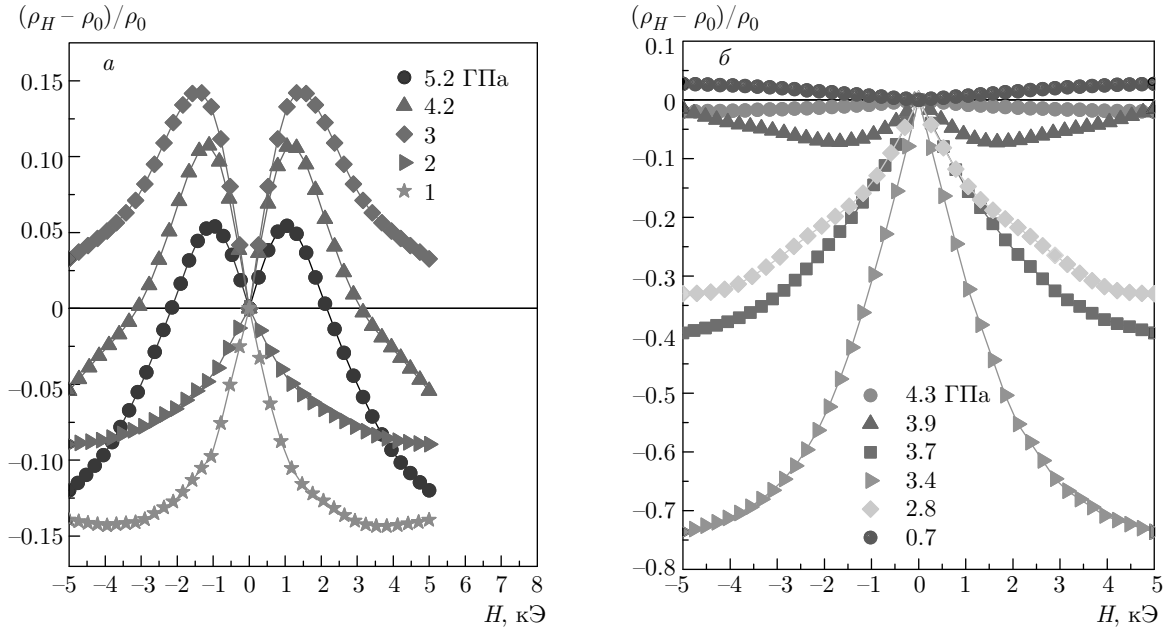


Рис. 5. (В цвете онлайн) Зависимости МС от магнитного поля H при различных давлениях P и $T = 297$ К для $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 10\% MnAs$ (а) и $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 15\% MnAs$ (б)

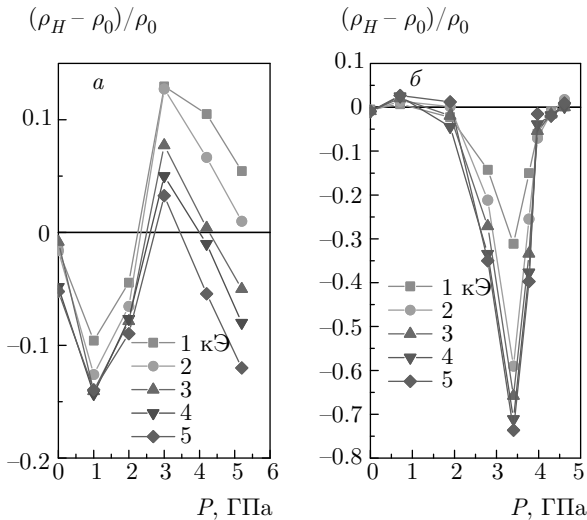


Рис. 6. (В цвете онлайн) Зависимости МС от давления P в различных магнитных полях H при $T = 297$ К для $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 10\% MnAs$ (а) и $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + 15\% MnAs$ (б)

Ситуация, имеющая место в области низких давлений, представляется неоднозначной. В частности, положительное МС при $P \approx 0.7$ ГПа не поддается корректному описанию с помощью правой части уравнения (2), поскольку МС в области слабых магнитных полей следует линейному закону

вместо предлагаемого поведения, пропорционального H^2 . Таким образом, можно говорить о наличии иных вкладов в результирующий эффект, которые преобладают вдали от области перехода полупроводник–металл. Следует отметить, что преобладающее положительное МС скорее не является результатом чистой $p-d$ -гибридизации валентной зоны [6, 23], но может также дополняться усилением электрон-электронного взаимодействия [3], которое наиболее вероятно происходит при структурном превращении.

Возникновение колоссального МС, описываемого в работе [25], непосредственно в окрестности перехода металл–полупроводник, было принято связывать с возникновением магнитных поляронов, формирующихся в матрице EuB_6 при переходе в ферромагнитную фазу [26, 27]. Если рассматривать наши результаты, то признаки полярного механизма в $Zn_{0.1}Cd_{0.9}GeAs_2 + MnAs$ не очевидны. В настоящей работе наблюдаемое усиленное отрицательное МС тесно связано со структурным превращением, которое вносит изменение в электронный транспорт и в магнитное состояние кластеров $MnAs$. Похожее отрицательное МС, индуцированное давлением, наблюдалось в ряде полупроводников, легированных магнитными примесями (в частности, Mn). Например, в образцах $CdGeAs_2 : Mn$ и $CdGeP_2 : Mn$ в области давлений до 5 ГПа и магнитных полей $H \leq 5$ кЭ

индуцировались положительное при $P < 2$ ГПа и отрицательное при $P > 2$ ГПа МС, составляющие соответственно около 0.7% в $\text{CdGeP}_2:\text{Mn}$ и 1.5% в $\text{CdGeAs}_2:\text{Mn}$ [28–30].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение отметим, что в исследованных материалах $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 10\% \text{MnAs}$ и $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2 + 15\% \text{MnAs}$ с температурами Кюри $T_C \approx 310\text{--}312$ К имеет место изменение знака МС и отрицательный вклад в МС оказывается преобладающим в широком диапазоне давлений. Такое поведение является результатом индуцированных давлением магнитного, структурного переходов и перехода полупроводник–металл, которые приводят к заметному усилению МС в области этих фазовых превращений. В частности, магнитное превращение ферромагнетик–парамагнетик приписывается только кластерам MnAs при $P > 3.2$ ГПа, что является следствием структурного изменения матрицы. В данной области давлений предполагается, что механизмы, ответственные за усиленное МС, носят спин-зависимый характер рассеяния на магнитной примеси Mn в матрице полупроводника $\text{Zn}_{0.1}\text{Cd}_{0.9}\text{GeAs}_2$.

Финансирование. Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (госзадание № 0203-2019-0008). Один из авторов (Т. Р. А.) признателен Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 19-02-00031). Синтез образцов выполнен И. В. Ф. и А. Л. Ж. при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 17-53-04055 Бел_мол_а).

ЛИТЕРАТУРА

1. H. Akinaga, *Semicond. Sci. Technol.* **17**, 322 (2002).
2. D. D. Dung and S. Cho, *J. Appl. Phys.* **113**, 17C734 (2013).
3. D. V. Baxter, R. Richter, M. L. Trudeau, R. W. Cochran, and J. O. Strom-Olsen, *J. de Phys.* **50**, 1673 (1989).
4. L. P. Rokhinson and Y. Lyanda-Geller, Z. Ge, S. Shen, X. Liu, M. Dobrowolska, and J. K. Furdyna, *Phys. Rev. B* **76**, 161201(R) (2007).
5. C. Haas, *Phys. Rev.* **168**, 531 (1968).
6. J. A. Peters, N. D. Parashar, N. Rangaraju, and B. W. Wessels, *Phys. Rev. B* **82**, 205207 (2010).
7. M. Csontos, T. Wojtowicz, X. Liu, M. Dobrowolska, B. Jankó, J. K. Furdyna, and G. Mihály, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 227203 (2005).
8. 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* **49**, 125007 (2016).
9. R. G. Dzhamedov, T. R. Arslanov, A. Yu. Mollaev, and A. V. Kochura, *J. Alloys Comp.* **699**, 1104 (2017).
10. 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).
11. K. Suenaga, S. Higashihara, M. Ohashi, G. Oomi, M. Hedo, Y. Uwatoko, K. Saito, S. Mitani, and K. Takanashi, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 207202 (2007).
12. M. Csontos, G. Mihály, B. Jankó, T. Wojtowicz, X. Liu, and J. K. Furdyna, *Nature Mater.* **4**, 447 (2005).
13. L. G. Khvostantsev, V. N. Slesarev, and V. V. Brazhkin, *High Press. Res.* **24**, 371 (2004).
14. I. V. Fedorchenko, A. N. Aronov, L. Kilanski, V. Domukhovski, A. Reszka, B. J. Kowalski, E. Lähderanta, W. Dobrowolski, A. D. Izotov, and F. Marenkin, *J. Alloys Compd.* **599**, 121 (2014).
15. J. H. Song, Y. Cui, and J. B. Ketterson, *J. Appl. Phys.* **111**, 07E125 (2012).
16. M. Bolzan, I. Bergenti, G. Rossetto, P. Zanella, V. Dediu, and M. Natali, *J. Magn. Magn. Mater.* **316**, 221 (2007).
17. L. Kilanski, K. Szałowski, R. Szymczak, M. Górńska, E. Dynowska, P. Aleshkevych, A. Podgórní, A. Avdonin, W. Dobrowolski, I. V. Fedorchenko, and S. F. Marenkin, *J. Appl. Phys.* **114**, 093908 (2013).
18. L. Kilanski, I. V. Fedorchenko, M. Górńska, A. Ślowska-Waniewska, N. Nedelko, A. Podgórní, A. Avdonin, E. Lähderanta, W. Dobrowolski, A. N. Aronov, and S. F. Marenkin, *J. Appl. Phys.* **118**, 103906 (2015).
19. P. M. Krstajić, F. M. Peeters, V. A. Ivanov, V. Fleurov, and K. Kikoin, *Phys. Rev. B* **70**, 195215 (2004).
20. 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).

21. А. Ю. Моллаев, Р. К. Арсланов, И. К. Камилов, Т. Р. Арсланов, У. З. Залибеков, И. В. Федорченко, Ж. неорг. химии **60**, 1095 (2015).
22. I. V. Fedorchenko, L. Kilanski, I. Zakharchuk, P. Geydt, E. Lahderanta, P. N. Vasilyev, N. P. Simonenko, A. N. Aronov, W. Dobrowolski, and S. F. Marenkin, *J. Alloys Comp.* **650**, 277 (2015).
23. B. P. Khosla and J. B. Fischer, *Phys. Rev.* **6**, 4073 (1972).
24. Т. Р. Арсланов, Р. К. Арсланов, И. В. Федорченко, Л. Киланский, Т. Чаттерджи, *Письма в ЖЭТФ* **107**, 643 (2018).
25. S. Süllow, I. Prasad, M. C. Aronson, J. L. Sarrao, Z. Fisk, D. Hristova, A. H. Lacerda, M. F. Hundley, A. Vigliante, and D. Gibbs, *Phys. Rev. B* **57**, 5860 (1998).
26. P. Nyhus, S. Yoon, M. Kauffman, S. L. Cooper, Z. Fisk, and J. Sarrao, *Phys. Rev. B* **56**, 2717 (1997).
27. L. Degiorgi, E. Felder, H. R. Ott, J. L. Sarrao, and Z. Fisk, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 5134 (1997).
28. 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**, 524 (2010).
29. A. Yu. Mollaev, I. K. Kamilov, R. K. Arslanov, T. R. Arslanov, U. Z. Zalibekov, V. M. Novotortsev, S. F. Marenkin, and V. M. Trukhan, *Appl. Phys. Lett.* **100**, 202403 (2012).
30. T. R. Arslanov, A. Yu. Mollaev, I. K. Kamilov, R. K. Arslanov, U. Z. Zalibekov, V. V. Mamedov, S. F. Marenkin, S. A. Varnavsky, and V. M. Trukhan, *Int. Rev. Phys.* **6**, 4 (2012).