

Магнитотранспортные эффекты в парамагнитном состоянии в $Gd_xMn_{1-x}S$

С. С. Аплеснин¹⁾, М. Н. Ситников

Институт физики им. Киренского СО РАН, 660036 Красноярск, Россия

Сибирский государственный аэрокосмический университет им. Решетнева, 660014 Красноярск, Россия

Поступила в редакцию 2 июня 2014 г.

После переработки 11 июня 2014 г.

Проведены измерения электросопротивления в твердом растворе $Gd_xMn_{1-x}S$ для трех составов с $x = 0.1, 0.15$ и 0.2 без поля и в магнитном поле $H = 0.8$ Тл в интервале температур $100 \text{ К} < T < 550 \text{ К}$. При температурах выше комнатных обнаружен максимум магнитосопротивления, а для состава с $x = 0.2$ при нагревании выявлена смена знака магнитосопротивления с положительного на отрицательный и максимум магнитосопротивления в области перехода в магнитоупорядоченное состояние. Экспериментальные данные объясняются в модели с орбитальным упорядочением электронов и образованием электрической поляризации, приводящей к изменению спектральной плотности состояний электронов в магнитном поле в окрестности химпотенциала.

DOI: 10.7868/S0370274X14140069

1. Введение. На основе спин-зависимого электронного транспорта [1] создаются устройства в спинтронике. Магнитное поле действует на магнитное состояние многослойной наноструктуры и управляет поляризованным током в результате магниторезистивного эффекта. Особое внимание исследователей уделяется манганитам [2] в связи с возможностью образования в них разного типа неоднородных зарядовых и спиновых состояний, таких, как решеточные и магнитные поляроны, капельные и страйповые структуры и т.д. Аналогичные явления характерны для многих сильно коррелированных систем. Фазовое расслоение, возникающее при легировании, может привести к аномалиям кинетических свойств [3] в результате изменения вокруг такой области локального электронного окружения отдельными носителями заряда. При этом подобным областям выгодно находиться как можно дальше друг от друга для минимизации кулоновской энергии [4].

Магнитосопротивление в парамагнитной области может быть обусловлено существованием вырожденных орбитальных состояний электрона и сильных электронных корреляций [5]. Особенно вблизи полного заполнения орбитальное вырождение может индуцировать дальний орбитальный порядок, для которого вероятность найти электрон на одной из орбиталей зависит от типа решетки и орбитали. Орбитальный порядок может сопровождаться искажени-

ем решетки, ян-теллеровским искажением, вызванным взаимодействием между электронами и решеткой. Вместе с тем орбитально упорядоченное состояние может быть энергетически выгодным и без искажения решетки [5].

При высоком уровне допирования может возникнуть орбитально неупорядоченное состояние, которое энергетически выгодно по сравнению с антиферроорбитальным упорядочением из-за понижения кинетической энергии. Аналогично неупорядоченным спиновым системам, когда в парамагнитной области существуют ферромагнитные поляроны [3], в области высоких температур вклад в кинетические свойства таких систем дают орбитальные поляроны [6]. Форма орбитальных поляронов зависит от конфигурации электронных орбиталей. Они могут принимать форму диска или цепочки в зависимости от соотношения обменного взаимодействия между псевдоорбитальными моментами и интегралами перескока [6]. В магнитном поле при учете фазы электрона энергия орбитального полярона в форме диска будет иметь меньшее значение, чем в случае цепочки. При наличии орбитального магнитного момента, например у электронов в t_{2g} -состояниях, орбитальные поляроны обладают магнитным моментом. В этом случае энергия орбитального полярона зависит от направления и величины внешнего магнитного поля. В результате возможен магниторезистивный эффект в отсутствие статических деформаций решетки.

¹⁾e-mail: apl@iph.krasn.ru

В сульфиде марганца (MnS) орбитальное вырождение может возникнуть при электронном допировании в результате замещения двухвалентного иона марганца трехвалентными редкоземельными $4f$ -элементами, например ионами гадолиния в металлическом соединении GdS [7] с кристаллической и магнитной структурами, аналогичными MnS. Из-за сильных электронных корреляций в MnS существует щель с энергией 2.5 эВ. Взаимодействие электронов в $5d$ -зоне с $4f$ -электронами при определенных параметрах уменьшает кинетическую энергию электрона и способствует формированию орбитального упорядочения на ионах гадолиния в t_{2g} -подсистеме. Внутриатомное и междоатомное спин-орбитальное взаимодействие, которое может усиливаться электрон-фононным взаимодействием, индуцирует расщепление спектра электронных возбуждений по спину.

Цель данной работы – выяснить механизм магнитоэлектрической связи в орбитально вырожденных электронных состояниях и установить корреляцию между магнитными и транспортными характеристиками в магнитном поле по температуре и по концентрации.

2. Экспериментальные результаты. Синтез твердых растворов $Gd_xMn_{1-x}S$ и их рентгеноструктурный анализ подробно описаны в работе [8]. Путем магнитных и калориметрических измерений [9] установлено уменьшение температуры магнитного фазового перехода от $T = 150$ К до $T(x = 0.2) = 120$ К и определена критическая концентрация, при которой исчезает дальний магнитный порядок и образуется спиновое стекло ($x_c = 0.23$). Измерение сопротивления было проведено четырехзондовым методом в магнитном поле $H = 0.8$ Тл, направленном перпендикулярно направлению тока, для трех составов с $x = 0.1, 15$ и 0.2 в области температур 100 К $< T < 550$ К. В случае состава с $x = 0.1$ (рис. 1) сопротивление слабо меняется с температурой до $T = 260$ К, затем экспоненциально уменьшается с изменением энергии активации ΔE от 0.31 до 0.61 эВ при температуре $T = 440$ К. При дальнейшем нагревании (при $T > 550$ К) сопротивление практически не зависит от температуры. В магнитном поле сопротивление увеличивается. Особенно резко оно возрастает при $T > 270$ К. Величина магнитосопротивления (рис. 1b), определенная как $\delta = [\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0)$, имеет максимум при $T = 400$ К.

В случае состава с $x = 0.15$ (рис. 2) при переходе из магнитоупорядоченной фазы в парамагнитное состояние сопротивление возрастает на 50%. При дальнейшем нагревании наблюдается изменение энергии активации ΔE от 0.012 до 0.09 эВ. В магнитном по-

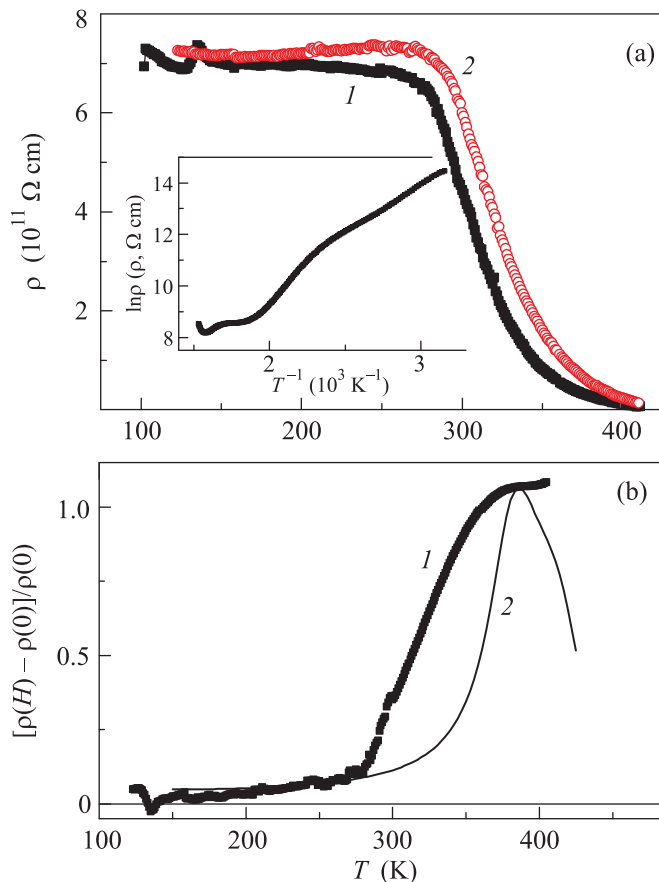


Рис. 1. (a) – Удельное электросопротивление $Gd_{0.1}Mn_{0.9}S$ без магнитного поля (1) и в поле $H = 0.8$ Тл (2). (b) – Температурные зависимости сопротивления $[\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0)$ в магнитном поле: 1 – эксперимент, 2 – теоретические расчеты функций (1) и (3) с параметрами $m_L^2 = 0.15$, $H_A/T_c = 0.4$, $\lambda = 0.005$, $T_{c,B} = 400$ К, $T_c = 500$ К, $\Delta E = 0.3$ эВ. На вставке – зависимость логарифма сопротивления от обратной температуры без магнитного поля

ле происходит рост электросопротивления на 40% в парамагнитном состоянии с увеличением магнитосопротивления выше 360 К.

Если в интервале температур 100 К $< T < 500$ К концентрация ионов гадолиния превышает концентрацию протекания $X_c = 0.16$, в твердом растворе $Gd_xMn_{1-x}S$ сопротивление меняется в пределах одного порядка и имеет минимум при $T = 325$ К (рис. 3). В магнитном поле сопротивление также возрастает, а минимум в его температурной зависимости смещается в сторону высоких температур до $T = 380$ К. Магнитосопротивление, приведенное на рис. 3b, меняет знак с ростом температуры с положительного на отрицательный при $T = 320$ К и исчезает при 475 К. Аномалия в температурной зависимости

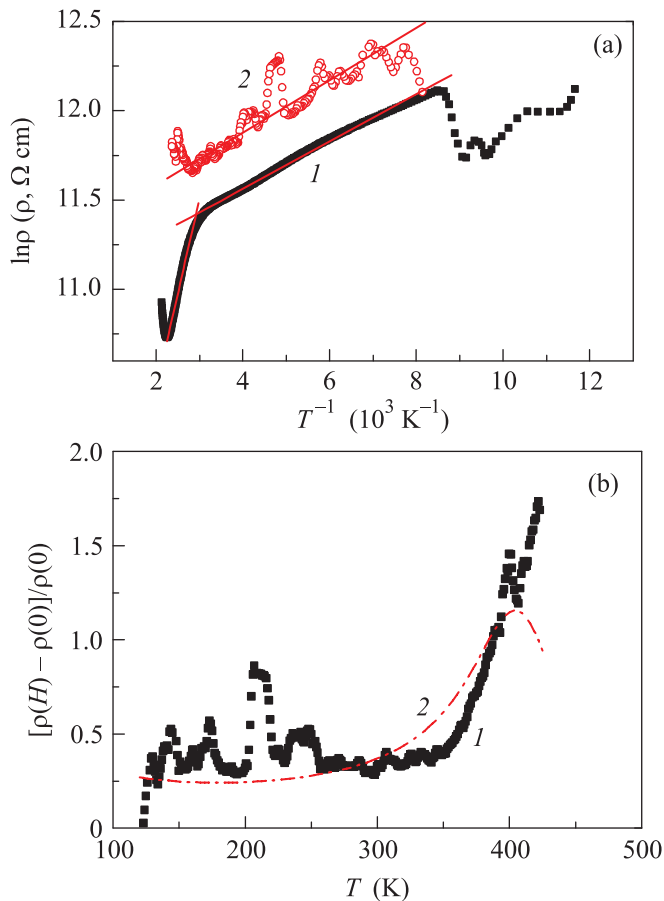


Рис. 2. (а) – Зависимость логарифма удельного электросопротивления $\text{Gd}_{0.15}\text{Mn}_{0.85}\text{S}$ без магнитного поля (1) и в поле $H = 0.8 \text{ Тл}$ (2) от обратной температуры. (б) – Температурные зависимости сопротивления $[\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0)$ в магнитном поле: 1 – эксперимент, 2 – теоретические расчеты функций (1) и (3) с параметрами $m_L^2 = 0.6$, $H_A/T_c = 0.1$, $\lambda = 0.02$, $T_{c,B} = 450 \text{ К}$, $T_{c,Gd} = 460 \text{ К}$, $\Delta E = 0.12 \text{ эВ}$

магнитосопротивления наблюдается для двух составов вблизи концентрации протекания при $T \approx 210 \text{ К}$ и коррелирует с аномалией относительного изменения объема образца в зависимости от температуры в интервале $T = (200-225) \text{ К}$ (вставка к рис. 3). Данная зависимость получена вычитанием из температурной зависимости относительного изменения объема образца асимптотического продолжения линейной высокотемпературной функции $\Delta V/V$ [9] при $T > 250 \text{ К}$. Ниже 250 К решетка начинает сжиматься и сопротивление увеличивается. Возможно, это связано со структурными искажениями кристаллической решетки. Максимум магнитосопротивления наблюдается в области перехода в магнитоупорядоченное состояние и асимптотически исчезает при понижении температуры. Одна из возможных причин

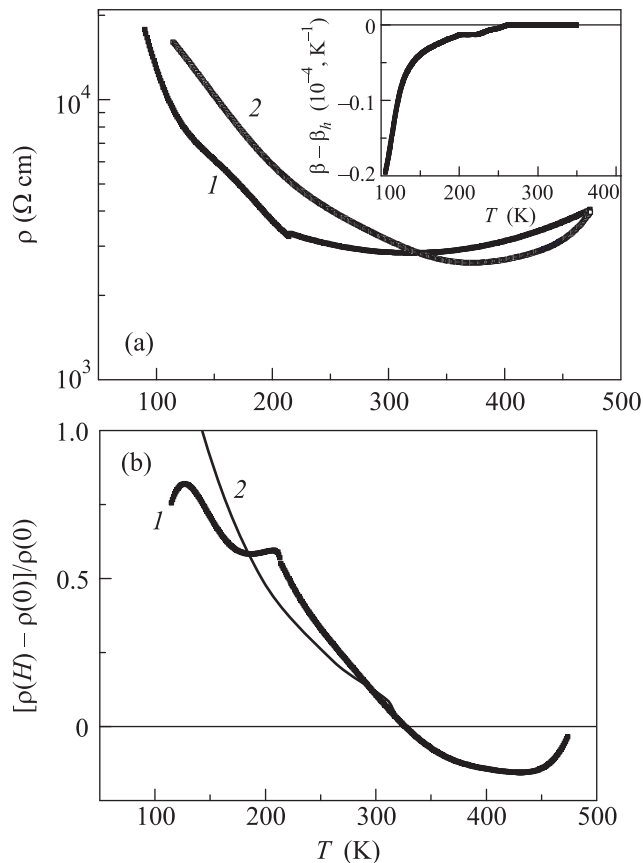


Рис. 3. (а) – Удельное электросопротивление $\text{Gd}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{S}$ без магнитного поля (1) и в поле $H = 0.8 \text{ Тл}$ (2). (б) – Температурные зависимости сопротивления $[\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0)$ в магнитном поле: 1 – эксперимент, 2 – теоретические расчеты функции (4) с параметрами $T_c = 500 \text{ К}$, $T_{c,Mn} = 420 \text{ К}$, $T_{c,Gd} = 320 \text{ К}$. На вставке – относительное изменение объема образца, найденного вычитанием из температурной зависимости $\Delta V/V(T)$ экстраполированной линейной функции $\Delta V/V(T)$ при $T > 250$

этого максимума связана с фазовым расслоением и образованием ферронов в антиферромагнитной матрице, что объясняет рост магнитной восприимчивости при понижении температуры. Магнитосопротивление обнаруживается также и на вольт-амперных характеристиках, измеренных при комнатной температуре без поля и в магнитном поле $H = 0.8 \text{ Тл}$ (рис. 4). С ростом тока магнитосопротивление проходит через максимум и при токе в 1 мА и электрическом напряжении около 1 В резко уменьшается.

3. Модель. Для объяснения экспериментальных результатов предположим, что электрон с иона гадолиния туннелирует в $3d$ -зону ближайших ионов марганца и на ионах марганца и гадолиния возникает орбитальное упорядочение. Спин-орбитальное взаи-

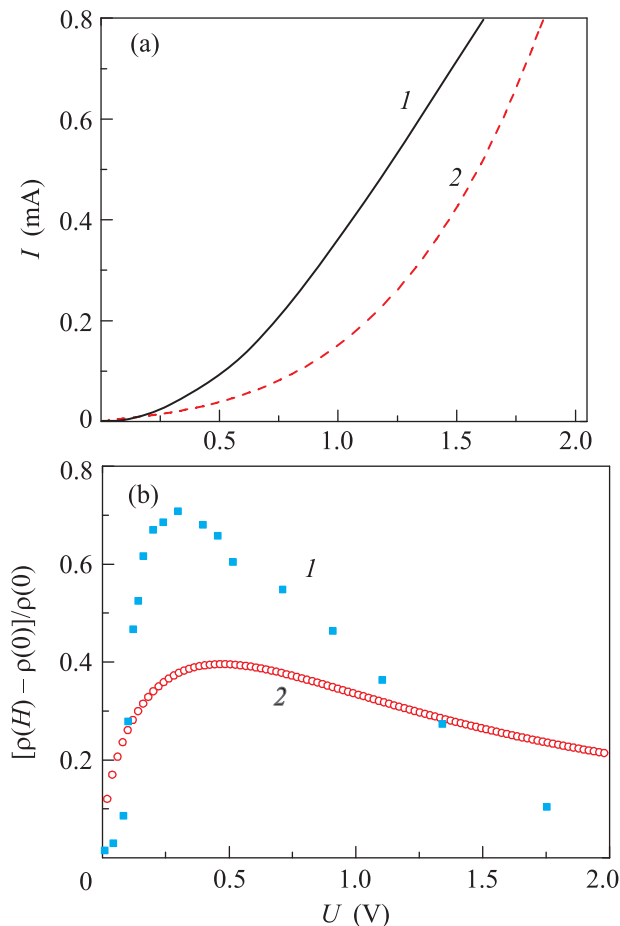


Рис. 4. (а) – Зависимость тока от напряжения в магнитных полях $H = 0$ (2) и 0.8 Тл (1). (б) – Экспериментальная зависимость электросопротивления в магнитном поле $H = 0.8$ Тл от электрического напряжения при комнатной температуре для $x = 0.2$ (1) и теоретические расчеты по формуле (5) с параметрами $m_L = 0.06$ А/м, $P_0 = 0.02$ Кл/м², $A = 1000$ м³/(Кл·А) (2)

действие в марганцевой подсистеме обусловлено электронным допированием и снятием вырождения в t_{2g} -подзоне за счет внутриатомного взаимодействия. Изменение симметрии электронной плотности на катионе модифицирует фоновые моды колебаний октаэдра, расщепление которых вблизи границы зоны Бриллюэна приводит к изменению величин диэлектрической проницаемости и к поляризации областей в окрестности интерфейса ионов Mn–Gd.

Сопротивление при температурах ниже комнатной обусловлено туннелированием электронов и не зависит от температуры. С ростом температуры начинает преобладать примесная проводимость от ионов гадолиния, которые являются донорами для ионов марганца Mn^{+2} . Для концентрации $x = 0.1$

орбитальные поляроны пиннингуются при температуре $T = 400$ К и магнитные моменты электронов образуют суперпарамагнитные частицы. По аналогии со спиновыми системами, когда флуктуации спиновой плотности, описываемые ближним магнитным порядком, обуславливают движение края подвижности и рост сопротивления, используем ближний порядок в орбитальной подсистеме, который описывается корреляционными функциями орбитальных моментов [9] и модифицирует ширину зоны проводимости как $[1 - \langle L(0)L(r) \rangle]W$. Упорядочение электронов на определенных орбиталях приводит к анизотропии интегралов перескока и к сужению зоны проводимости, т.е. к увеличению энергии активации от примесного уровня до дна зоны проводимости. При низких температурах орбитальные моменты кластеров ориентированы хаотично и коррелятор $\langle L(0)L(r) \rangle$ стремится к нулю. При нагревании орбитальные моменты стремятся выстроиться по направлению магнитного поля, что приводит к росту величины $\langle L(0)L(r) \rangle$. Изменение сопротивления ρ в магнитном поле имеет вид

$$\begin{aligned} & [\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0) = \\ & = \exp[\langle L_H(0)L_H(r) \rangle - \langle L_0(0)L_0(r) \rangle] \Delta E/k_B T - 1, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\langle L_H(0)L_H(r) \rangle$, $\langle L_0(0)L_0(r) \rangle$ – орбитальные корреляторы в магнитном поле и без поля. Ниже мы оценим корреляторы в модели суперпарамагнетика, когда имеются внешнее магнитное поле H и поле анизотропии H_A . Представим энергию суперпарамагнитных частиц в виде $W = M_L H \cos \theta + M_L H_A \cos(\gamma - \theta)$, где угол θ задает направление магнитного момента относительно магнитного поля, а γ – угол между магнитным полем и полем анизотропии. Равновесное направление орбитального момента определяется выражением $\text{tg} \theta = H_A \sin \gamma / (H + H_A \cos \gamma)$. Изменение орбитального момента всех частиц в магнитном поле представим в виде

$$\begin{aligned} M_L^0 \Delta \theta &= M_L^0 (\langle \cos \theta \rangle_H - \langle \cos \theta \rangle_0) = M_L^0 \times \\ & \times \left(\sum_i \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{H_A^2 \sin^2 \gamma_i}{(H + H_A \cos \gamma_i)^2}}} - \frac{1}{\sqrt{1 + \text{tg}^2 \gamma_i}} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

При случайном разбросе осей анизотропий в интервале углов $0 < \gamma < \pi$ коррелятор орбитальных моментов мал. Выразим его температурную зависимость через орбитальную намагниченность кластера и угол между направлениями моментов:

$$\begin{aligned}
& \langle L_H(0)L_H(r) \rangle - \langle L_0(0)L_0(r) \rangle = \\
& = (M_L^0)^2 \Delta(\theta) = m_L^2 (1 - T/T_c)^{0.6} \times \\
& \times \left(\sum_i \frac{1}{\sqrt{1 + \sin^2 \gamma_i / \left[\frac{\lambda}{(1 - T/T_{c,B})^2} + \cos \gamma_i \right]^2}} - \right. \\
& \left. - \frac{1}{\sqrt{1 + \text{tg}^2 \gamma_i}} \right), \quad (3)
\end{aligned}$$

где $\lambda = H/K$, K – константа анизотропии. В трехмерных анизотропных системах намагниченность в области перехода имеет вид $M = m_L(1 - T/T_c)^\beta$, где $\beta = 0.3-0.33$. Поле анизотропии также имеет степенную температурную зависимость: $H_A = K(1 - T/T_{c,B})^n$. Экспериментальные данные лучше описываются с показателем $n = 2$. Для $x = 0.1$ экспериментальные данные по магнитосопротивлению (см. рис. 1) удовлетворительно описываются функцией (1) и (3) со следующими параметрами: орбитальный момент кластера $m_L^2 = 0.15$, поле анизотропии $H_A/T_c = 0.4$, $\lambda = 0.005$, температура пиннингования орбитальных поляронов с образованием кластеров $T_{c,B} = 400$ К, температура формирования орбитального полярона, характеризуемого ближним орбитальным порядком, $T_c = 500$ К, энергия активации $\Delta E = 0.3$ эВ. С ростом концентрации ионов гадолиния орбитальные корреляторы магнитных моментов растут. Для состава с $x = 0.15$ имеем $m_L^2 = 0.6$, поле анизотропии уменьшается ($H_A/T_c = 0.1$), $\lambda = 0.02$, температура пиннингования орбитальных поляронов $T_{c,B} = 450$ К приближается к температуре их образования $T_c = 460$ К, а энергия активации $\Delta E = 0.12$ эВ. Теоретические результаты модели удовлетворительно описывают экспериментальные данные по магнитосопротивлению (см. рис. 2).

При $x = 0.2$ ионы гадолиния протекают по решетке. В этом случае можно выделить две подсистемы, марганца и гадолиния, которые в области интерфейса Mn–Gd имеют поляризационные заряды с векторами поляризаций $\mathbf{P}_1, \mathbf{P}_2$, связанными между собой через орбитальные степени свободы электрона, $M_L[P_1, P_2]$. В результате существуют две вырожденные спирали с правым и левым вращением с направлениями орбитального момента, отличающимися по знаку. Магнитное поле снимает вырождение по направлению вектора поляризации ($M_L[P_1, P_2]$ и $-M_L[P_2, P_1]$) и увеличивает результирующее электрическое поле в образце. В итоге дно зоны проводимости смещается относительно химпотенциала. Таким образом, изменение сопротивления в магнитном поле можно записать в виде

$$\begin{aligned}
[\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0) &= \exp\left(\frac{M_L[P_1, P_2] \Delta E}{M_{0L} P_0^2 k_B T}\right) - 1 = \\
&= \exp\left[\left(1 - T/T_c\right)^{0.3} PP \frac{\Delta E}{k_B T}\right] - 1, \\
PP &= (1 - T/T_{c,Mn})^{0.3} (1 - T/T_{c,Gd})^{0.3}, \quad (4)
\end{aligned}$$

где M_L – орбитальная намагниченность, P_0 – вектор поляризации, $T_{c,Mn}$, $T_{c,Gd}$ – критические температуры исчезновения поляризации в марганцевой и гадолиниевой подсистемах, T_c – критическая температура образования орбитального порядка. Экспериментальные данные по магнитосопротивлению, приведенные на рис. 3, удовлетворительно описываются уравнением (4) со следующими параметрами: $T_c = 500$ К, $T_{c,Mn} = 420$ К, $T_{c,Gd} = 320$ К, $\Delta E = 13$ мэВ. В рамках данной модели также можно описать зависимость магнитосопротивления от напряженности электрического поля, которое стремится повернуть вектора поляризации по полю, а эффективное взаимодействие с орбитальным моментом этому противодействует. В больших полях направления векторов поляризаций совпадают и связь магнитной и электрической подсистем исчезает. Это можно проиллюстрировать на простой модели с энергией $AM_L[P_1, P_2] + E(P_1 + P_2)$. Для ортогональной конфигурации полей ($\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$) выражение $AM_L(P_{1x}P_{2y} - P_{1y}P_{2x}) + E(P_{1y} + P_{2y})$ имеет минимум при $\sin \varphi = -\frac{E}{4M_L P_0 A} + \sqrt{\frac{E^2}{16M_L^2 P_0^2 A^2} + 1}$. Зависимость магнитосопротивления от напряженности электрического поля определяется углом φ :

$$\begin{aligned}
[\rho(H) - \rho(0)]/\rho(0) &= \exp(\sin \varphi \sqrt{1 - \sin^2 \varphi} \Delta E / (k_B T)); \\
\sin \varphi &= -\frac{E}{4M_L P_0 A} + \sqrt{\frac{E^2}{16M_L^2 P_0^2 A^2} + 1}, \quad (5)
\end{aligned}$$

где A – параметр взаимодействия между орбитальным моментом и вектором поляризации, $E = U/d$ – напряженность электрического поля. Скол подрешеток векторов поляризации уменьшается с ростом электрического поля. При угле $\pi/2$ магнитосопротивление достигает максимума. При дальнейшем повороте векторов по электрическому полю связь между орбитальным моментом и электрическим диполем уменьшается. Соответственно падает и магнитосопротивление. Теоретически вычисленная полевая зависимость магнитосопротивления, приведенная на рис. 4, качественно согласуется с экспериментальной.

Существование орбитального порядка подтверждается магнитными измерениями. Оно следует из температурной зависимости магнитной восприимчивости (рис. 5а). В интервале температур $550 \text{ К} < T <$

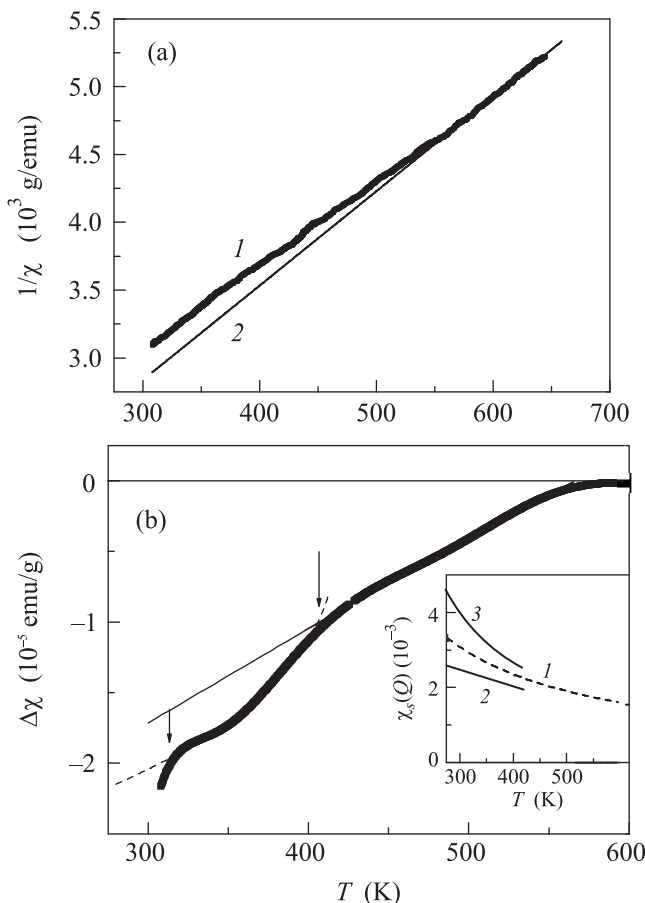


Рис. 5. Температурная зависимость обратной величины магнитной восприимчивости для $\text{Gd}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{S}$ (1) и восприимчивости Кюри–Вейсса (2), а также их разности $\Delta\chi = \chi^{\text{ex}} - \chi^{\text{CW}}$ (b). На вставке – спиновая восприимчивость при $T < T_c$, вычисленная по формуле (6) для параметров $J_s = -110$ K, $M_L = m_L(1 - T/T_c)^{0.3}$ и $J_m = 100$ K (2), $J_m = -100$ K (3), и соотношение типа Кюри–Вейсса $\chi_s(Q) = 1/[T - J_s(Q)/4]$ (1) [11]

< 650 K магнитная восприимчивость подчиняется закону Кюри–Вейсса с парамагнитной температурой Кюри $\theta = -108$ K. Ниже 550 K наблюдается отклонение $\chi(T)$ от закона Кюри–Вейсса (величина $\Delta\chi = \chi^{\text{ex}} - \chi^{\text{CW}}$ показана на рис. 5b). Общая восприимчивость может быть представлена в виде суммы $\chi = \chi_s + \chi_o + \chi_{so}$, где χ_s – магнитная восприимчивость локализованных спинов, χ_o – орбитальная, а χ_{so} – смешанная восприимчивости. Ниже температуры перехода в орбитально упорядоченное состояние спиновая и смешанная восприимчивости не подчиняются закону Кюри–Вейсса и зависят от параметра орбитального упорядочения M_L , температурная зависимость которого описывается степенной функцией (4). Спиновая восприимчивость на волновом

векторе структуры имеет следующий аналитический вид [11]:

$$\chi_s(Q) = \frac{T + J_m(Q)/4(1 - 4M_L^2)}{T^2 + \frac{T}{4}[J_m(Q) - J_s(Q)] - 9/4J_mJ_s(1 - M_L^2)}, \quad (6)$$

где J_m – фурье-образ обменного интеграла между спиновым и орбитальным моментами, $J_s(Q)$ – обменный интеграл между спинами на волновом векторе $Q = \pi$. Спиновая восприимчивость χ_s увеличивается при обменном параметре $J_m < 0$ и спадает при $J_m > 0$ ниже температуры перехода в орбитально упорядоченное состояние (вставка к рис. 5b).

В [5] в модели Хаббарда с учетом сильных электронных корреляций вычислена фазовая диаграмма с орбитальным и магнитным упорядочением и установлен полупроводниковый тип проводимости с максимумом в окрестности перехода в орбитально упорядоченное состояние. С понижением температуры сопротивление в магнитном поле уменьшается и проходит через минимум в окрестности температуры орбитального упорядочения. Магнитосопротивление достигает максимума и меняет знак при температуре Кюри. Результаты теоретических расчетов магнитосопротивления для параметров кулоновского взаимодействия между электронами на орбитали $U/W = 4$, хундовского взаимодействия $J/W = 1.2$, межорбитального кулоновского взаимодействия $U' = U - 2J$ и внешнего магнитного поля $H/W = 0.001$ (где W – ширина зоны) качественно согласуются с нашими экспериментальными данными для $x = 0.2$.

Орбитальное упорядочение в твердом растворе $\text{Gd}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ подтверждается широким максимумом в теплоемкости при температуре $T = 380$ K, полученной вычитанием фоннного вклада из измеренной экспериментальной зависимости теплоемкости от температуры [9]. Различие в критических температурах теплоемкости и магнитосопротивления объясняется тем, что максимум теплоемкости связан с разрушением дальнего порядка, а магнитосопротивление наблюдается выше критической температуры, связано с ближним орбитальным порядком и исчезает при более высоких температурах. При интерпретации данных по магнитосопротивлению использовалось приближение молекулярного поля, которое дает более высокие значения критических температур по сравнению с модельными расчетами, учитывающими ближний порядок.

4. Выводы. В настоящей работе в твердом растворе $\text{Gd}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ для трех составов с $x = 0.1, 0.15$ и 0.2 найдено магнитосопротивление при температу-

рах, в несколько раз превышающих температуру перехода в магнитоупорядоченное состояние. Для всех составов обнаружен полупроводниковый тип проводимости с небольшим минимумом в области высоких температур. Рост сопротивления и увеличение энергии активации в магнитном поле обусловлены увеличением в нем корреляций орбитальных магнитных моментов. Взаимодействие орбитально упорядоченных электронов с модами колебаний октаэдров приводит к электрической поляризации и к зависимости магнитосопротивления от внешнего электрического поля. Из вольт-амперной характеристики найден максимум магнитосопротивления как по току, так и по напряжению.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 12-02-00125-а и 14-02-90010-Bel_a).

1. A. Fert, Rev. Mod. Phys. **80**, 1517 (2008).
2. Н. В. Волков, УФН **182**, 263 (2012).
3. М. Ю. Каган, К. И. Кугель, УФН **171**, 577 (2001);
- М. Ю. Каган, А. В. Клапцов, И. В. Бродский, К. И. Кугель, А. О. Сбойчаков, А. Л. Рахманов, УФН **173**, 877 (2003).
4. A. L. Rakhmanov, K. I. Kugel, Ya. M. Blanter, and M. Yu. Kagan, Phys. Rev. B **63**, 174424 (2001).
5. R. Peters and N. Kawakami, Phys. Rev. B **83**, 125110 (2011).
6. K. I. Kugel, A. L. Rakhmanov, A. O. Sboychakov, and D. I. Khomskii, Phys. Rev. B **78**, 155113 (2008).
7. S. Kar, W. L. Boncher, D. Olszewski, N. Dollahon, R. Ash, and S. Stoll, Am. Chem. Soc. **132**, 13960 (2010).
8. O. B. Romanova, L. I. Ryabinkina, V. V. Sokolov, A. Yu. Pichugin, D. A. Velikanov, D. A. Balaev, A. I. Galyas, O. F. Demidenko, G. I. Makovetskii, and K. I. Yanushkevich, Sol. State Comm. **150**, 602 (2010).
9. S. S. Aplesnin, O. B. Romanova, M. V. Gorev, D. A. Velikanov, A. G. Gamzatov, and A. M. Aliev, J. Phys.: Cond. Matt. **25**, 025802 (2013).
10. P. Pfeffer and W. Zawadski, Phys. Rev. B **59**, R5312 (1999).
11. Э. Л. Нагаев, *Магнетики со сложными обменными взаимодействиями*, Наука, М. (1988), 231 с.