

Магнитные и динамические свойства твердых растворов $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ © С.С. Аплеснин^{1,2}, А.М. Харьков²¹ Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск, Россия² Сибирский государственный аэрокосмический университет им. акад. М.Ф. Решетнева, Красноярск, Россия

E-mail: apl@iph.krasn.ru, khark.anton@mail.ru

(Поступила в Редакцию 6 июня 2012 г.)

Проведены измерения действительной и мнимой частей магнитной проницаемости на частотах 0,1, 1 и 10 кГц, а также ширины линии ЭПР и g -фактора в твердых растворах $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ ($0.1 < x < 0.25$) в области температур 5–300 К. Установлены логарифмическая зависимость максимума мнимой части магнитной проницаемости от частоты и степенная зависимость $\text{Im}\mu$ от температуры. Определен механизм релаксации магнитного момента в магнитоупорядоченной и парамагнитной фазах. Результаты эксперимента объяснены в рамках модели Гейзенберга с конкурирующими обменными взаимодействиями и образованием антиспиромагнитного состояния при низких температурах.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 09-02-92001-ННС_а, 09-02-00554-а, 11-02-98004-р_сибирь_а.

1. Введение

В настоящее время большое внимание уделяется исследованию материалов с сильной взаимосвязью между электрическими и магнитными свойствами в связи с практическим интересом создания элементарной базы микроэлектроники [1,2]. С точки зрения фундаментальных исследований особого внимания заслуживают соединения, содержащие элементы с переменной валентностью, обладающие фазовыми переходами типа металл–диэлектрик, магнитными фазовыми превращениями, включая изменения магнитных свойств при сохранении магнитной симметрии.

В число этих соединений входят EuS [3,4] и SmS [5,6]. Редкоземельные элементы Eu^{2+} и Sm^{2+} не имеют электронов на $5d$ -орбиталях, и их электронные конфигурации (за исключением $4f$ -орбитали) аналогичны конфигурациям для щелочно-земельных металлов. Наличие $4f$ - и $5d$ -орбиталей с относительно близкими энергиями является причиной набора специфических свойств соединения, содержащего эти элементы [7].

Двухвалентный ион самария Sm^{2+} обладает изоэлектронной конфигурацией, аналогичной Eu^{3+} , и имеет энергию перехода $E_{fd} = 0.18$ эВ из состояния $4f^6$ в состояние $4f^5(^6H)5d_{2g}$ [8]. Ширина запрещенной зоны E_g между валентной зоной и зоной проводимости в SmS немного меньше, чем в MnS [9]. Под действием внешнего давления $P \sim 6.5$ кбар решетка SmS резко сжимается, ее параметр достигает значения $a = 5.69$ Å, электросопротивление уменьшается на порядок, объем — на 13%, магнитная восприимчивость — на 60% [5, 10]. Авторы работы [10] связывают этот факт с переходом иона самария из двухвалентного в трехвалентное состояние.

Двухвалентные ионы $4f^6$ существуют в синглетном основном состоянии $J = 0$ и триплетном возбужденном состоянии $J = 1$, которое на 30 мэВ выше по энергии.

По неупругому рассеянию нейтронов определена дисперсия синглет-триплетных возбуждений в зависимости от температуры, что подтверждает температурную динамику синглет-триплетной модели [11]. Сокращение энергии синглет-триплетных возбуждений при низких температурах по сравнению со свободным ионом Sm^{2+} наблюдалось в комбинационном рассеянии света [12]. Это обусловлено обменными взаимодействиями между ближайшими ионами Sm и уменьшением расщепления под действием спин-орбитального взаимодействия. Аналогичный результат был получен из ван-флековской парамагнитной восприимчивости, выраженной в виде $\chi = 8N\mu^2/E(T)$, где $E(T)$ — синглет-триплетная щель, зависящая от температуры, N_s — спиновая плотность [13]. Магнитная восприимчивость трехвалентного иона самария Sm^{3+} имеет меньшее значение по сравнению с двухвалентным Sm^{2+} [3].

Дальний магнитный порядок в SmS , согласно данным ядерного магнитного резонанса и измерению теплоемкости при высоком давлении [14,15], возникает при 2.0 ГПа.

Предполагается, что SmS переходит в трехвалентное состояние при достаточно высоком давлении и возникает дальний магнитный порядок, так как Sm^{3+} является крамерсоновским ионом. Это подтверждается рентгеновскими спектрами поглощения в SmS при температуре 4.5 К и высоком давлении, когда обнаружена валентность 2.8 при 3.0 ГПа [10].

Сульфиды марганца и самария имеют кристаллическую ГЦК-решетку типа NaCl с параметром постоянной элементарной ячейки $a = 5.222$ Å (MnS) [16] и 5.965 Å (SmS) [17], который резко уменьшается под давлением. Можно ожидать, что при замещении катионов марганца ионами самария давление, оказываемое ближайшими соседями, может индуцировать электроны в d -зону и инициировать ряд фазовых переходов (как магнитных, так и электрических). Зона проводимости

сульфида марганца расположена по энергии выше, чем в SmS , и в области взаимодействия элементов $\text{Mn}-\text{Sm}$ возможен изгиб зон в результате обменного взаимодействия и существования электростатических сил между ионами марганца и самария. Электроны проводимости поляризуют спины локализованных электронов ионов марганца, находящихся на поверхности кластеров самария. Де Жен вычислил парамагнитную температуру Кюри в $s-f$ -модели в приближении молекулярного поля [18] и установил ее зависимость от концентрации электронов проводимости.

Концентрация электронов в зоне проводимости пропорциональна отношению ионов $x = \text{Sm}^{3+}/\text{Sm}^{2+}$, деленному на число вырожденных состояний. Возможность образования ферромагнитных связей следует также из модели двойного обмена [19]. Аналитический расчет фазовых диаграмм магнитных структур в модели двойного обмена с учетом косвенного антиферромагнитного взаимодействия (K) дает две фазы в области электронного заполнения зон от 0.3 до 0.5. Скошенная ферромагнитная фаза существует при $zKS^2/t > 0.4$, а ферромагнитное состояние — при $zKS^2/t < 0.4$ [20]. Для параметров $K \sim 0.001 \text{ eV}$, $t = 0.1-0.2$ и $zKS^2/t \approx 0.1$ найдено ферромагнитное расположение спинов марганца вблизи кластеров самария.

Конкуренция ферро- и антиферромагнитных взаимодействий может привести к возникновению новой магнитной структуры, например спинового стекла или антиаспиромагнитного состояния, имеющего дальний магнитный порядок по продольной компоненте спина с „замораживанием“ поперечных проекций спина.

Целью настоящей работы является исследование влияния синглет-триплетного перехода с переменной валентностью на магнитные свойства $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$, а также выяснение механизма взаимодействия между спиновой, фононной и электронной подсистемами.

2. Экспериментальные результаты и обсуждение

Соединения $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ были выращены по методике, описанной в работе [21]. Фазовый состав и кристаллическая структура образцов $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ определены в монохроматическом $\text{CuK}\alpha$ -излучении на рентгеновской установке ДРОН-3Х (дифрактометр) при 300 К. По данным анализа дифракции рентгеновских лучей образцы $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ имеют ГЦК-решетку типа NaCl , подобную моносulfиду $\alpha\text{-MnS}$ (антиферромагнетик с $T_N = 150 \text{ K}$). Удельная намагниченность измерена в вакууме при температурах 5 и 50 К в магнитных полях до 9 Т. Намагниченность образцов в поле $H = 0.05 \text{ T}$, действительная и мнимая части магнитной проницаемости на частотах 0.1, 1 и 10 кГц измерены на PPMS-установке в интервале температур $5 < T < 300 \text{ K}$.

Действительная часть магнитной проницаемости $\text{Re}\mu$ в зависимости от температуры на частоте $f = 10 \text{ kHz}$

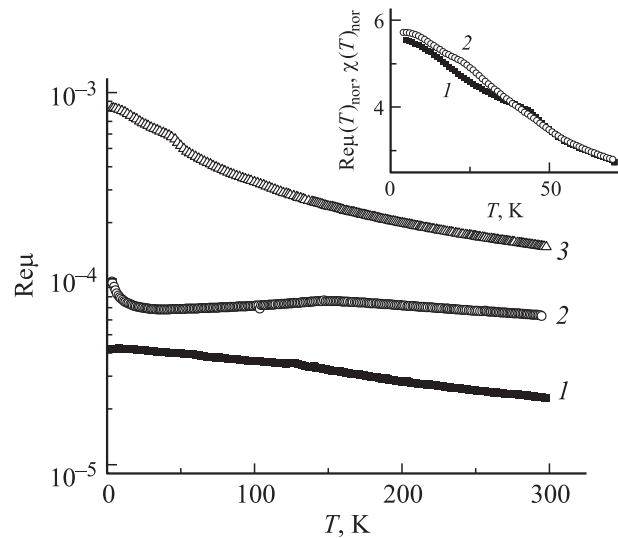


Рис. 1. Температурные зависимости действительной части магнитной проницаемости $\text{Re}\mu$ на частоте $f = 10 \text{ kHz}$ для образцов $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.1$ (1), 0.2 (2), 0.25 (3). На вставке — нормированные величины магнитной проницаемости $\text{Re}\mu(T)_{\text{nor}} = \text{Re}\mu(T)/\text{Re}\mu(T = 290 \text{ K})$ (1) и магнитной восприимчивости $\chi(T)_{\text{nor}} = \chi(T)/\chi(T = 290 \text{ K})$ (2) для $x = 0.25$ в зависимости от температуры.

для образцов $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.1, 0.2, 0.25$ представлена на рис. 1. Изучение комплексной магнитной проницаемости $\mu = \text{Re}\mu + i\text{Im}\mu$ позволяет определить динамический процесс намагничивания и релаксацию магнитного момента. Действительная часть магнитной проницаемости на частоте 1 кГц и магнитный момент в поле $H = 0.05 \text{ T}$, деленные на их величины, измеренные при $T = 290 \text{ K}$, представлены на вставке к рис. 1. Температурные зависимости проницаемости $\text{Re}\mu/\text{Re}\mu(T = 290 \text{ K})$ и намагниченности $M(T)/M(T = 290 \text{ K})$ в $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ практически не меняются с изменением концентрации и для образцов с $x = 0.1, 0.2$; наблюдается различие указанных магнитных характеристик для $x = 0.25$ при $T < 40 \text{ K}$ при измерении во внешнем магнитном поле и без поля.

Температура T_g , определенная по производной действительной части проницаемости $d\text{Re}\mu/dT$, увеличивается на 3 К с ростом частоты от $f = 0.1$ до 10 кГц. Мнимая часть $\text{Im}\mu$ имеет максимум при T_g , который сдвигается в сторону высоких частот; это хорошо описывается линейной логарифмической зависимостью $T_g = 36 + 1.5 \ln f$.

Мнимая часть $\text{Im}\mu$ практически не зависит от температуры и стремится к нулю при $x = 0.1$ и 0.2 (рис. 2). Измерение комплексной проницаемости дает существенную информацию о диссипации энергии магнитных колебаний, индуцированных внешним переменным магнитным полем. Диссипация магнитного момента описывается различными функциональными зависимостями от температуры и может быть обусловлена обменным взаимодействием, магнитоупругим взаимодействием или

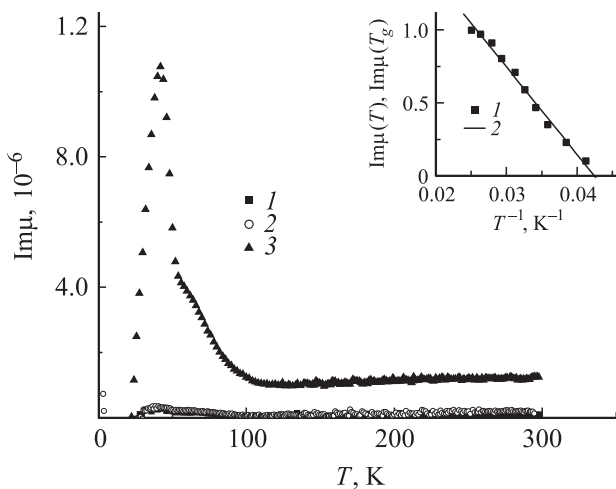


Рис. 2. Температурная зависимость мнимой части магнитной проницаемости $\text{Im}\mu$ для образцов $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.1$ (1), 0.2 (2), 0.25 (3) на частоте $f = 10 \text{ kHz}$ во внешнем поле $H = 0$. На вставке — магнитная проницаемость соединения $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.25$ на частоте $f = 10 \text{ kHz}$, нормированная на величину $\text{Im}\mu(T_g)$, измеренную при температуре T_g , в зависимости от обратной температуры (1) и подгоночная функция $\text{Im}\mu(T) = 60\text{Im}\mu(T_g)/T$ (2).

взаимодействием с делокализованными электронами. Эти взаимодействия определяют три типа релаксации в полупроводниках: спин-спиновую, спин-решеточную и релаксацию, вызванную взаимодействием локализованных спинов электронов с зонными электронами. Низкочастотная релаксация в области 0.1–100 kHz описывается в основном продольным временем релаксации, для которого найдены теоретические температурные зависимости $\tau(T)$. Переход парамагнетик–дальний магнитный порядок сопровождается усилением спин-спиновых корреляций и образованием ближнего магнитного порядка. Согласно общепринятой теории динамического скейлинга, время релаксации расходуется по степенному закону с корреляционной длиной ξ : $\tau = A\xi^z$, где z — динамический показатель. Согласно статической гипотезе скейлинга, $\xi \sim [(T/T_N) - 1]^\nu$, где ν — критический показатель. Эти показатели зависят от размерности (системы) и числа компонент параметра порядка: в модели Гейзенберга $z = 1.5$, в модели Изинга $z = 2.175$ [22], а для спинового стекла z колеблется между 8 и 10 [23].

Суперпарамагнитная релаксация идеальной системы невзаимодействующих однодоменных и магнитных наночастиц описывается уравнением Нееля–Брауна: $\tau = \tau_0 \exp(E_a/k_B T)$ [24]. Здесь τ — время релаксации при данной температуре, E_a — энергия, необходимая для изменения ориентации магнитного момента на противоположную, τ_0 — частотный фактор. С другой стороны, закон Фогеля–Фулчера $\tau = \tau_0 \exp(E_a/k_B(T - T_0))$ (где k_B — постоянная Больцмана, τ_0 и T_0 — константы, связанные с внешней частотой и силой взаимодействия между частицами) дает значение в соответствии с суперпарамагнитным поведением слабовзаимодействующей системы наночастиц.

Процесс релаксации магнитной подсистемы может реализоваться через решетку в результате магнитоупругого взаимодействия, при котором обменная энергия зависит от расстояния между ионами. При прямом взаимодействии магнонов с фононами время релаксации $1/\tau \sim (h\omega)^3 \text{cth}(h\omega/k_B T)$ зависит от энергии квазичастиц $h\omega$. Частота релаксации быстро увеличивается при рамановском рассеянии и пропорциональна $1/\tau \sim T^9$ и T^7 для ионов с четным и нечетным числом $4f$ -электронов соответственно [25]. Релаксация за счет электронов проводимости возникает в результате обменного взаимодействия с локализованными электронами, и время релаксации обратно пропорционально температуре: $1/\tau = \pi/h(I_{sd}N_E(E_F))^2 k_B T \approx 10^{10}(I_{sd}N_E(E_F))^2 T$, где $N_E(E_F)$ — электронная плотность состояний на уровне Ферми [26]. Мнимая часть $\text{Im}\mu$ определяется в основном временем релаксации $\text{Im}\mu \sim \tau$. Зависимость мнимой части магнитной проницаемости твердого раствора $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ от обратной температуры хорошо описывается линейной функцией $\text{Im}\mu(T) = 60\text{Im}\mu(T_g)/T$. Экспериментальные данные и подгоночные функции представлены на вставке к рис. 2. Аналогичная зависимость времени релаксации наблюдается для спинового стекла CuMn [27].

Это указывает на то, что взаимодействие локализованных и делокализованных электронных спинов является причиной релаксации магнитного момента при низких температурах. Ионы самария индуцируют электроны в d -зону, что приводит к ферромагнитному упорядочению между ближайшими спинами ионов марганца.

Наличие примесей Sm^{3+} может быть определено в результате ЭПР-измерений, так как основным состоянием Sm^{3+} является дублет Г7. Усредненная экспериментальная величина g по всем направлениям для кристалла SmS составляет $g = 0.70 + 0.02$ [28]. Согласно ЭПР-измерениям, выполненным для состава с $x = 0.2$, обнаружен один резонанс в области температур $150 < T < 300 \text{ K}$. Температурные зависимости резонансного поля ЭПР и g -фактора для $\text{Sm}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{S}$ показаны на рис. 3, а. Величина g -фактора не зависит от температуры в парамагнитном состоянии и хорошо согласуется с g -фактором MnS [16], что подтверждает стабильность кубической решетки и отсутствие искажений в решетке твердого раствора $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$. Мы не обнаружили присутствия примесей Sm^{3+} в твердых растворах $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$. Таким образом, можно ассоциировать магнитное упорядочение со спинами ионов марганца.

Восприимчивость — интегральная характеристика, зависящая от спин-орбитального и спин-решеточного взаимодействий. Температуру фазового перехода дальний магнитный порядок–парамагнетик довольно трудно определить по температурной зависимости восприимчивости. ЭПР позволяет установить температуру Нееля из расходимости ширины линии в окрестности T_N . Механизм релаксации магнитного момента в гигагерцевой области частот может быть установлен с помощью температурной зависимости ширины линии, приведенной на рис. 3, б.

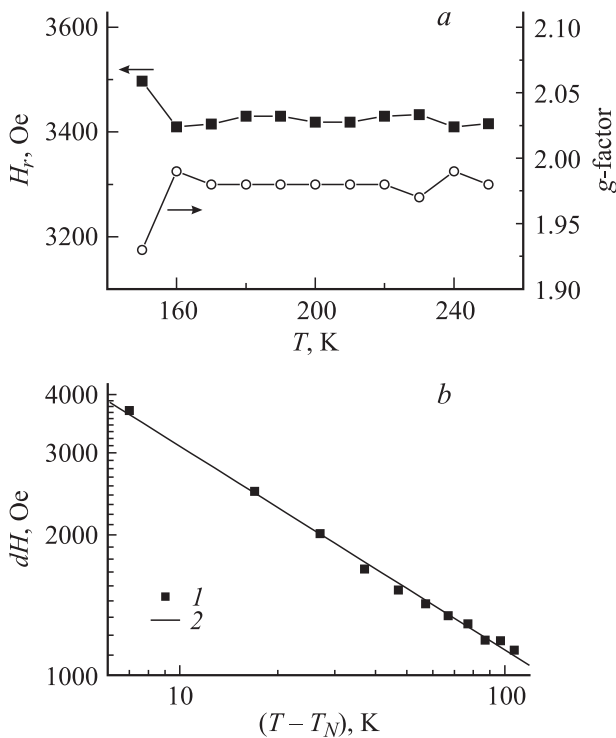


Рис. 3. Резонансное поле ЭПР H_r и g -фактор в зависимости от температуры (а) и ширина линии dH в зависимости от разности температур $T - T_N$ (б) для состава с $x = 0.2$.

Ширина линии ЭПР хорошо описывается степенной зависимостью $dH = A/(T - T_N)^\alpha$ с параметрами $A = 8000$, $\alpha = 0.44$, которая согласуется с теоретическими расчетами $(T - T_N)^{-1/4}$ [26], выполненными в приближении молекулярного поля с учетом обменных и дипольных взаимодействий. Различие показателей может быть обусловлено разными причинами. Вычисления не учитывают магнитное поле, которое вызывает изменение спин-спиновой корреляционной функции и ее производной. Кроме того, приближение молекулярного поля не учитывает корреляции спинов на ближайших соседях. В результате показатели для спин-спиновой корреляционной функции, вычисленные в приближении молекулярного поля и ренормгруппы, различаются.

Необходимо отметить, что ширина линии в антиферромагнетике MnF_2 описывается степенной функцией $(T - T_N)^{-3/8}$ [29] в нулевом магнитном поле. На основе экспериментальных данных сделан вывод, что спиновая релаксация в $Sm_xMn_{1-x}S$ в области температур $160 < T < 300$ К возникает в результате спин-спинового взаимодействия, по сравнению с которым спин-решеточный вклад мал.

3. Модель и интерпретация результатов

Магнитная структура твердого раствора $Sm_xMn_{1-x}S$ формируется обменным взаимодействием между элек-

тронами ионов марганца. Соединение SmS является ван-флековским парамагнетиком в металлическом и полупроводниковом состояниях. В результате прямой гибридизации $3t_{2g} - 5t_{2g}$ -электронных орбиталей ионов самария и марганца и перекрытия $t_{2g} - 3p$ -электронных орбиталей серы образуется примесная подзона с ферромагнитным обменным взаимодействием между спинами марганца на поверхности кластеров самария, которое обозначим через K . Вычислим магнитные характеристики в модели Гейзенберга со случайными взаимодействиями. Гамильтониан имеет вид

$$H = - \sum_{ij} J_{i,j} S_i S_j \xi_i \xi_j - \sum_i H S_i \xi_j, \quad (1)$$

где H — внешнее магнитное поле, ξ_i — случайные числа, подчиняющиеся закону распределения

$$P(\xi_i) = (1 - x)\delta(\xi_i - 1) + x\delta(\xi_i),$$

$$P(J_{ij}) = I_{ij}\delta(\xi_{i+h} - 1)\delta(\xi_{j+h} - 1) + K_{ij}\delta(\xi_{i+h})\delta(\xi_{j+h}). \quad (2)$$

Для расчета магнитных характеристик мы использовали метод Монте-Карло (МК) с количеством узлов в решетке $N = 18 \times 18 \times 18$, $22 \times 22 \times 22$ и числом МК-шагов $M_{MC} = 50\,000 - 100\,000$ на один узел с периодическими граничными условиями. Магнитная структура анализируется на основе спин-спиновой корреляционной функции. Температура, при которой спиновая корреляция $\langle S^z(0)S^z(r=5) \rangle$ стремится к нулю, связана с температурой Нееля. Магнитная восприимчивость вычисляется как среднее арифметическое намагниченности, индуцированной внешним магнитным полем H/J ($H = 0.05$ Т), направленным по осям (x, y, z) : $\chi = (M_x/H_x + M_y/H_y + M_z/H_z)/3$. Параметром порядка в спиновом стекле является параметр Эдвардса–Андерсона [30], который вычисляется в виде

$$q^{EA} = \frac{1}{N} \sum_i \left(\frac{1}{M_{MC}} \sum_k S_{i,k}^{x,y} \right)^2, \quad (3)$$

где индекс суммы k — термодинамическое среднее, индекс i — конфигурационное среднее.

Проведены вычисления термодинамических характеристик для малых концентраций в случае протекания в кубической решетке. Например, для $x = 0.1$ концентрация кластеров, содержащих два и три пустых узла, пропорциональна $x_2 = 0.04$ и $x_3 = 0.002$ с $S = 0$. Температурное поведение восприимчивости для этого случая показано на вставке к рис. 4, а для $\lambda = K/|J| = 1$ и 2. Максимум восприимчивости наблюдается при температуре Нееля. Рост $\chi(T)$ при низких температурах в антиферромагнетике с $\lambda = 2$ обусловлен скошенной антиферромагнитной структурой в кластере. Внешнее магнитное поле поворачивает магнитный момент кла-

стера по полю, что является причиной нелинейной зависимости $M(H)$ в малых полях (вставка на рис. 5).

Протекание пустых узлов исследуем в рамках модели, предполагающей, что спиновая цепочка с $S = 0$ начинается на одной грани куба, проходит случайно через куб и выходит на противоположной или на ближайшей грани. Цепочка окружена ферромагнитными обменными взаимодействиями. Восприимчивость образца, состоящего из восьми цепочек, показана на рис. 4, *a* для различных параметров ферромагнитного обмена. Поведение восприимчивости $\chi(T)$ отличается от характерного для типичного антиферромагнетика при $\lambda > 1$. Максимум в $\chi(T)$ исчезает, и наблюдается рост восприимчивости при понижении температуры. При этом дальний антиферромагнитный порядок сохраняется, что следует из

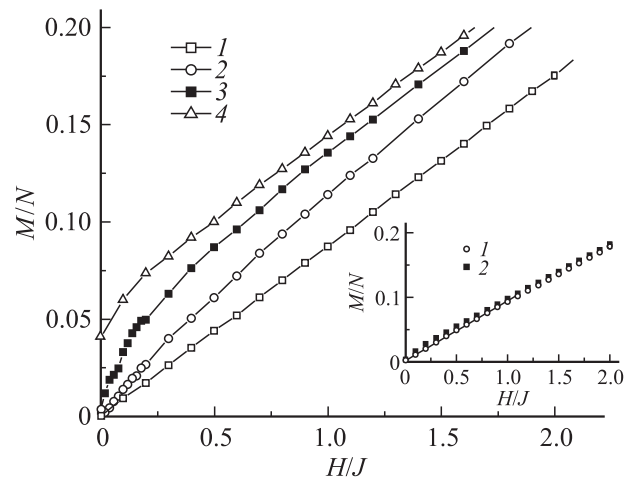


Рис. 5. Зависимости намагниченности от поля в антиферромагнетике со случайным распределением обменных взаимодействий в области протекания, вычисленной методом Монте-Карло с параметрами $\lambda = K/|J| = -0.5$ (1), 0.5 (2), 1 (3), 1.5 (4). На вставке — намагниченность антиферромагнетика, состоящего из кластеров с двумя и тремя узлами с $S = 0$ и $\lambda = K/|J| = 1$ (1) и 2 (2).

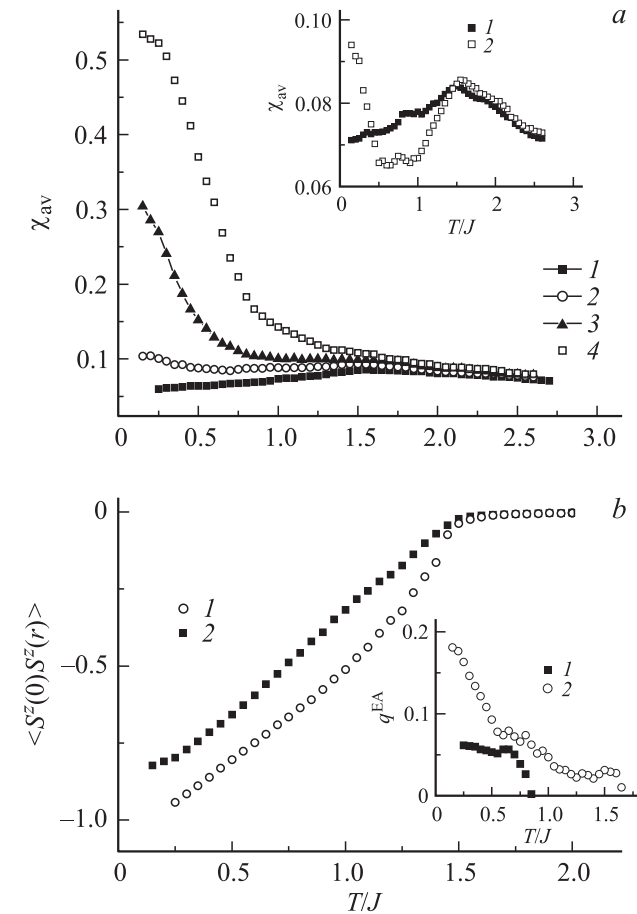


Рис. 4. *a*) Температурные зависимости восприимчивости антиферромагнетика со случайным распределением обменных взаимодействий в области протекания, вычисленной методом Монте-Карло с параметрами $\lambda = K/|J| = -0.5$ (1), 0.5 (2), 1 (3), 1.5 (4). На вставке — магнитная восприимчивость антиферромагнетика, содержащего кластеры с двумя и тремя узлами с $S = 0$ и $\lambda = K/|J| = 1$ (1) и 2 (2). *b*) Температурные зависимости спин-спиновой корреляционной функции $\langle S^z(0)S^z(r=5) \rangle$ в антиферромагнетике в области протекания пустых узлов с $\lambda = K/|J| = -0.5$ (1) и 1 (2). На вставке — параметр Эдвардса–Андерсона q^{EA} для антиферромагнетика с $\lambda = K/|J| = 1$ (1) и 2 (2) в зависимости от температуры.

спин-спиновой корреляционной функции, показанной на рис. 4, *b*. Величина $|\langle S^z(0)S^z(r) \rangle|$, описывающая антиферромагнитные корреляции, уменьшается, а поперечные компоненты спинов „замерзают“ в случайных направлениях, и антиферромагнитное упорядочение наблюдается только по продольным компонентам спинов, данное состояние идентифицируется как антиаспиромагнитное с параметром Эдвардса–Андерсона, показанным на вставке к рис. 4, *b*.

Зависимость намагниченности от поля хорошо описывается линейной функцией для антиферромагнетика с $K < 0$ и становится нелинейной при изменении знака обменного взаимодействия ($K > 0$). Кривые $M(H)$ приведены на рис. 5. Нескомпенсированный магнитный момент возникает в антиферромагнетике, когда ферромагнитный обмен превышает величину антиферромагнитного взаимодействия.

На основе теоретических результатов мы можем объяснить температурное поведение зависимостей восприимчивости и намагниченности от поля, измеренных в твердом растворе $Sm_xMn_{1-x}S$. При случайном распределении ионов самария в решетке обменные взаимодействия между ионами марганца на поверхности границы кластеров самария ($Mn-Sm$) становятся ферромагнитными. В результате конкуренции ферро- и антиферромагнитных взаимодействий образуется неколлинеарная локальная магнитная структура при концентрациях Sm , меньших критической концентрации. Протекание приводит к росту восприимчивости при низких температурах. В области протекания содержатся домены со скошенным антиферромагнитным упорядочением и замороженными поперечными компонентами спинов, что вызывает максимум релаксации магнитного момента при $T = 40$ К.

4. Заключение

В соединении $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с концентрацией $x = 0.25$ обнаружено спин-стекольное состояние. Температура, связанная с максимумом релаксации магнитного момента, логарифмически растет с частотой.

Релаксация магнитного момента обусловлена обменным взаимодействием локализованных и делокализованных электронов при низких температурах и хорошо описывается гиперболической функцией температуры.

Замещение марганца самарием не приводит к изменению g -фактора, и в твердом растворе $\text{Sm}_{0.2}\text{Mn}_{0.8}\text{S}$ наблюдается один резонанс в интервале $150 < T < 300$ К. Релаксация спинов, определенная по ширине линии ЭПР, связана спин-спиновыми взаимодействиями в парамагнитном состоянии. Предложена модель с конкурирующими антиферромагнитными и ферромагнитными взаимодействиями на поверхности кластера самария. Вычисленные методом Монте-Карло магнитные характеристики качественно согласуются с экспериментальными данными.

Список литературы

- [1] W. Ehrenstein, N. Mazur, J. Scott. *Nature* **442**, 759 (2006).
- [2] S.S. Aplesnin, O.N. Bandurina, O.B. Romanova, L.I. Ryabinkina, A.D. Balaev, E.V. Eremin. *J. Phys.: Cond. Matter* **22**, 226 006 (2010).
- [3] A.B. Голубков, Е.В. Гончарова, В.П. Жузе, Г.М. Логинов, В.М. Сергеева, И.А. Смирнов. *Физические свойства халькогенидов редкоземельных элементов*. Наука, Л. (1973). 304 с.
- [4] K. Syassen. *Physica B* **139**, 277 (1986).
- [5] P. Wachter. In: *Handbook on the physics and chemistry of rare earths*. Amsterdam (1994). V. 19. Ch. 132.
- [6] A. Svane, G. Santi, Z. Szotek, W.M. Temmerman, P. Strange, M. Horne, G. Vaitheeswaran, V. Kanchana, B.L. Petit, H. Winter. *Phys. Status Solidi B* **241**, 3185 (2004).
- [7] Y. Tamura, A. Shibukawa. *Jpn. J. Appl. Phys.* **32**, 3187 (1993).
- [8] V.N. Antonov, B.N. Harmon, A.N. Yaresko. *Phys. Rev. B* **66**, 165 208 (2002).
- [9] S.S. Aplesnin, G.A. Petrakovskii, L.I. Ryabinkina, G.M. Abramova, N.I. Kiselev, O.B. Romanova. *Solid State Commun.* **129**, 197 (2004).
- [10] P.P. Deen, D. Braithwaite, N. Kernavanois, L. Paolasini, S. Raymond, A. Barla, G. Lapertot, J.P. Sanchez. *Phys. Rev. B* **71**, 245 118 (2005).
- [11] S.M. Shapiro, R.J. Birgeneau, E. Bucher. *Phys. Rev. Lett.* **34**, 470 (1975).
- [12] M.I. Nathan, F. Holtzberg, J.E. Smith, J.B. Torrance, J.C. Tsang. *Phys. Rev. Lett.* **34**, 467 (1975).
- [13] R.J. Birgeneau, E. Bucher, L.W. Rupp, W.M. Walsh. *Phys. Rev. B* **5**, 3412 (1972).
- [14] A. Barla, J.P. Sanchez, Y. Haga, G. Lapertot, B.P. Doyle, O. Leupold, R. Rüffer. *Phys. Rev. Lett.* **92**, 066 401 (2004).
- [15] Y. Haga, J. Derr, A. Barla, B. Salce, G. Lapertot, I. Sheikin, K. Matsubayashi, N.K. Sato, J. Flouquet. *Phys. Rev. B* **70**, 220 406 (2004).
- [16] S.S. Aplesnin, L.I. Ryabinkina, G.M. Abramova, O.B. Romanova, A.M. Vorotyнов, D.A. Velikanov, N.I. Kiselev, A.D. Balaev. *Phys. Rev. B* **71**, 125 204 (2005).
- [17] В.В. Каминский, Н.В. Шаренкова, Л.Н. Васильев, С.М. Соловьев. *ФТТ* **47**, 217 (2005).
- [18] P.G. de Gennes. *C. R. Acad. Sci.* **247**, 1836 (1958).
- [19] M.Yu. Kagan, D.I. Khomskii, M.V. Mostovoy. *J. Phys.: Cond. Matter* **7**, 4213 (1995).
- [20] P.G. de Gennes. *Phys. Rev.* **118**, 141 (1960).
- [21] С.С. Аплеснин, Л.И. Рябинкина, О.Б. Романова, В.В. Соколов, А.Ю. Пичугин, А.И. Галяс, О.Ф. Демиденко, Г.И. Маковецкий, К.И. Янушкевич. *ФТТ* **51**, 661 (2009).
- [22] S.W. Lovesey, E. Balcar, A. Cuccoli. *J. Phys.: Cond. Matter* **7**, 2615 (1995).
- [23] P. Granberg, J. Mattson, P. Nordblad, L. Lundgren, R. Stubi, J. Bass, D.L. Leslie-Pelecky, J.A. Cowenand. *Phys. Rev. B* **44**, 4414 (1991).
- [24] W.F. Brown. *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963).
- [25] A. Abragam, B. Bleaney. *Electron paramagnetic resonance of transition ions*. Clarendon Press, Oxford (1970). Ch. 10. P. 602.
- [26] R.M. White. *Quantum theory of magnetism*. Springer-Verlag, Berlin (1983). Ch. 5. P. 158.
- [27] H. Alloul. *Phys. Rev. Lett.* **42**, 603 (1979).
- [28] W.M. Walsh, E. Bucher, L.W. Rupp, L.D. Longinotii. *A.I.P. Conf. Proc.* **24**, 34 (1975).
- [29] J.C. Burgiel, M.W. Stranberg. *J. Appl. Phys.* **35**, 852 (1964).
- [30] S.F. Edwards, P.W. Anderson. *J. Phys. F* **5**, 965 (1975).