

# ГИГАНТСКАЯ ОБЪЕМНАЯ МАГНИТОСТРИКЦИЯ И КОЛОССАЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$

А. И. Абрамович, О. Ю. Горбенко, А. Р. Кауль, Л. И. Королева\*, А. В. Мичурин

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия

Поступила в редакцию 11 марта 2004 г.

В манганите  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  обнаружены гигантская отрицательная объемная магнитострикция и отрицательное колоссальное магнитосопротивление в области температуры магнитного фазового превращения (41 К). При  $4.2 \text{ К} \leq T \leq 40 \text{ К}$  на изотермах намагниченности, объемной магнитострикции и удельного электросопротивления наблюдаются скачки в критическом поле  $H_{c1}$ , которое уменьшается с ростом температуры. При  $70 \text{ К} \leq T \leq 120 \text{ К}$  скачки на указанных кривых сохраняются, но изменяется вид кривых и  $H_{c1}$  увеличивается с ростом температуры. Магнитосопротивление при  $H < H_{c1}$  положительно, проходит через максимум при 41 К; при  $H > H_{c1}$  оно становится отрицательным, проходит через минимум вблизи 41 К и достигает колоссальной величины. Наблюдаемые свойства объяснены существованием в  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  трех фаз: ферромагнитной, в которой сосредоточены носители заряда из-за выигрыша в энергии  $s$ - $d$ -обмена, и двух антиферромагнитных —  $A$ - и  $CE$ -типов. Оценены их объемы при низких температурах. Показано, что колоссальное магнитосопротивление и гигантская объемная магнитострикция связаны с ферромагнитной фазой, образовавшейся в результате индуцированного магнитным полем перехода антиферромагнитной фазы  $CE$ -типа в ферромагнитное состояние.

PACS: 75.50.Pp, 72.20.My, 75.80.+q

## 1. ВВЕДЕНИЕ

До недавнего времени интерес к манганитам в первую очередь был связан с колоссальным магнитосопротивлением (КМС), которое наблюдалось в некоторых составах в районе комнатных температур. В наших работах [1–4] кроме КМС в системах  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $0.1 \leq x \leq 0.3$ ),  $\text{Nd}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0.33, 0.45$ ) и  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0.33, 0.4, 0.45$ ) была обнаружена гигантская отрицательная объемная магнитострикция  $\omega$ , причем кривые ее температурной  $\omega(T)$  и полевой  $\omega(H)$  зависимостей оказались очень похожими на аналогичные кривые магнитосопротивления  $\{\Delta\rho/\rho\}(T)$  и  $\{\Delta\rho/\rho\}(H)$ . Эти свойства были объяснены существованием в указанных системах магнитно-двухфазного ферро-антиферромагнитного состояния, вызванного сильным  $s$ - $d$ -обменным взаимодействием, причем носители заряда (дырки в данном случае) сосре-

доточены в ферромагнитной части кристалла [5]. Подчеркнем, что понятие температуры Кюри здесь является весьма условным: это температура Кюри ФМ-части кристалла.

Известно, что в системе  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  при  $x = 0.5$  имеет место зарядово-орбитальное упорядочение, сопровождающееся антиферромагнитным порядком  $CE$ -типа. С помощью данных нейтронной дифракции и измерений электросопротивления было показано, что в соединении  $^{154}\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$  имеются АФМ-кластеры  $A$ -типа и  $CE$ -типа, причем в последних имеет место зарядово-орбитальное упорядочение. Эти кластеры расположены в проводящей ФМ-матрице [6]. В составе с  $x = 0.25$  по данным работы [6] кластеры с зарядово-орбитальным упорядочением отсутствуют. В составе с  $x = 0.4$  с повышением температуры сначала разрушается ФМ-порядок при  $T = T_C$ , затем при  $T_N \geq T_C$  — АФМ-порядок  $A$ -типа и в последнюю очередь — АФМ-порядок  $CE$ -типа при  $T = T_{Co}$  ( $T_{Co}$  — температура разрушения зарядово-орбитального упоря-

\*E-mail: koroleva@ofef343.phys.msu.ru

дочения). Такое поведение согласуется с теоретическими предсказаниями Даготто с соавт. [7]. С помощью численного моделирования они показали, что в манганитах концентрационный переход при  $x = 0.5$  от ФМ-состояния к зарядово-орбитальному является фазовым переходом первого рода; и в составах, близких к  $x = 0.5$ , существуют магнитные кластеры различных типов: ФМ, АФМ А-типа и зарядово-орбитальные с *СЕ*-типом АФМ-упорядочения.

Ранее нами были изучены магнитные, электрические и гальваномагнитные свойства состава  $\text{Eu}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ , в котором имел место полупроводниковый тип проводимости, и на кривых  $\rho(T)$  и  $\{\Delta\rho/\rho\}(T)$  наблюдались гигантские максимумы [8, 9]. Были получены следующие экспериментальные доказательства существования изолирующего магнитно-двухфазного состояния в этом соединении. Так, изотермы намагниченности  $\sigma(H)$  в области низких температур представляли собой сумму небольшой спонтанной намагниченности и линейной по полю намагниченности, характерной для АФМ-состояния. Имели место различия между намагниченностями образца, охлажденного в поле и без поля, которое наблюдалось вплоть до максимальных полей измерения 45 кЭ, и смещенные по оси  $H$  петли гистерезиса намагниченности образца, охлажденного в поле. Вклад от ФМ-кластеров резко повышал парамагнитную точку Кюри  $\theta$  от 100 К для нелегированного образца  $\text{EuMnO}_3$  до 175 К для  $\text{Eu}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Температуру Кюри ФМ-части состава практически невозможно было определить. Например, в поле 45 кЭ величина  $T_C$ , определенная экстраполяцией наиболее крутой части кривой  $\sigma(T)$  на ось  $T$ , равнялась 90 К, т.е. увеличивалась в 3 раза по сравнению с  $T_C = 30$  К, определенной в поле  $H = 0.5$  кЭ.

В данной работе была поставлена задача изучить магнитные, электрические, гальваномагнитные и магнитоупругие свойства соединения  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , в котором в соответствии с предположениями Даготто с соавт. [7] должны наблюдаться кластеры трех типов: ФМ, АФМ А-типа и АФМ *СЕ*-типа, и выявить их отличие от свойств составов  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0.33, 0.4, 0.45$ ) и  $\text{Eu}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ . В последнем составе, как следует из его магнитных и гальваномагнитных свойств [8, 9], зарядово-орбитальные кластеры отсутствуют. Поэтому изучение перечисленных выше свойств состава  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  даст нам новую информацию о влиянии зарядово-орбитальной фазы на эти свойства и позволит выяснить природу их аномалий.

## 2. СИНТЕЗ ОБРАЗЦОВ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДИКИ

Исследуемый образец  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  был приготовлен по стандартной керамической технологии. Его фазовый состав и параметры решетки контролировались рентгенографически с помощью дифрактометра Siemens D5000. Было установлено, что полученная керамика представляет собой однофазный перовскит с орторомбической структурой (группа *Rnma*). Параметр орторомбичности, вычисленный из постоянных решетки, составляет 0.2%, что указывает на близость к кубической структуре. Его фактор толерантности  $\tau = 0.924$ , а степень беспорядка  $d^2 = 0.00893$ . Однофазность полученных керамик была также подтверждена методом рамановской спектроскопии при использовании спектрометра с тройным монохроматором Jobin-Yvon T64 000: наблюдались только фононные моды, характерные для орторомбических манганитов с *Rnma*-симметрией.

Измерения намагниченности в температурном интервале 1.5–150 К в магнитных полях до 130 кЭ проводились с помощью вибрационного магнитометра в лаборатории сильных магнитных полей (Вроцлав, Польша). Начальная магнитная восприимчивость в переменном магнитном поле 1 Э частоты 0.8–8 кГц измерялась феррометром Ф-5063. Электросопротивление было измерено четырехточечным методом. Магнитострикция и тепловое расширение в температурном интервале 4.2–150 К измерялись с помощью тензодатчиков с сопротивлением  $92.30 \pm 0.01$  Ом и коэффициентом тензочувствительности 2.26. Один датчик наклеивался на образец, а второй — на кварц. В процессе измерений датчики на образце и на кварце были ориентированы одинаково по отношению к магнитному полю. Измерялись продольная ( $\lambda_{\parallel}$ ) и поперечная ( $\lambda_{\perp}$ ) составляющие магнитострикции, а затем рассчитывались объемная  $\omega = \lambda_{\parallel} + 2\lambda_{\perp}$  и анизотропная  $\lambda_t = \lambda_{\parallel} - \lambda_{\perp}$  части магнитострикции.

## 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На температурной зависимости начальной магнитной восприимчивости, измеренной в переменном магнитном поле 1 Э частоты 8 кГц, наблюдался максимум при температуре  $T_N = 41$  К, которая близка к точке Нееля состава  $\text{EuMnO}_3$ . Вблизи этой температуры обнаружен скачок на температурной зависимости линейного теплового расширения  $\Delta L/L(T)$

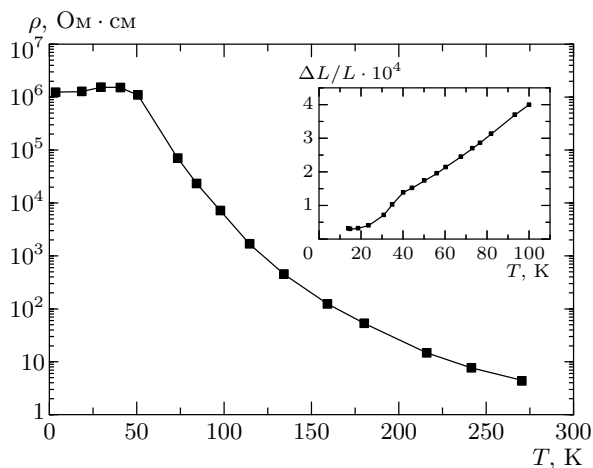


Рис. 1. Температурная зависимость удельного электросопротивления. На вставке: температурная зависимость линейного теплового расширения

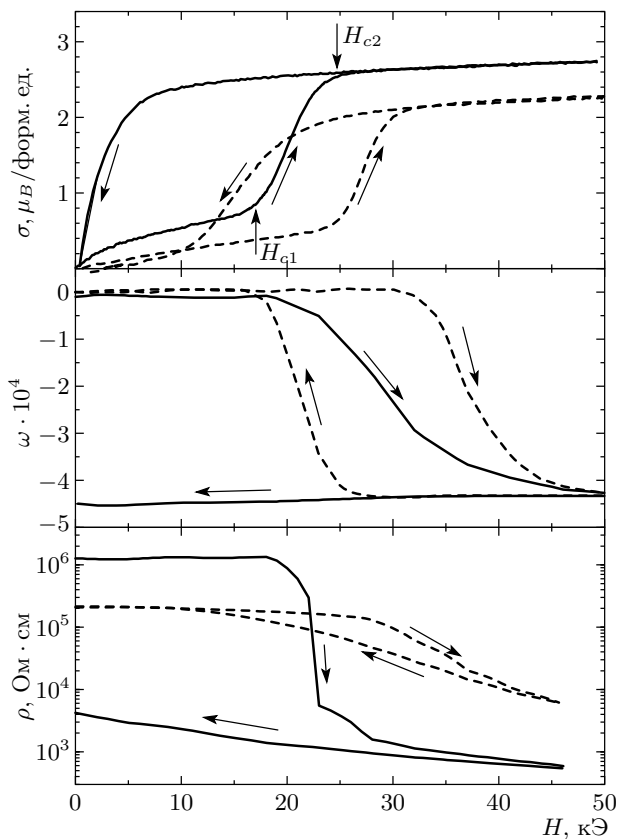


Рис. 2. Изотермы намагниченности  $\sigma(H)$ , магнито-стрикции  $\omega(H)$  и электросопротивления  $\rho(H)$  для температур 20 К (сплошные линии) и 70 К (штриховые линии)

(вставка к рис. 1) и излом на кривой  $\rho(T)$  (рис. 1). На рисунке видно, что в отсутствие магнитного поля образец остается изолятором вплоть до самых низких температур измерения ( $\rho = 10^6$  Ом·см при 4.2 К). В поведении изотерм намагниченности, магнито-стрикции и магнитосопротивления можно выделить два температурных интервала: 4.2–40 К и 70–120 К, в каждом из которых их поведение похоже. На рис. 2 представлены изотермы намагниченности  $\sigma(H)$ , магнито-стрикции  $\omega(H)$  и сопротивления  $\rho(H)$  для температур 20 К из первого интервала и 70 К из второго. Видно, что в первом температурном интервале наблюдается скачкообразное увеличение намагниченности, абсолютной величины магнито-стрикции и уменьшение сопротивления в некотором интервале полей  $H_{c1} < H < H_{c2}$ . Судя по величине намагниченности в полях  $H > H_{c2}$ , здесь происходит переход в ФМ-состояние достаточно большой части образца. При  $H > H_{c2}$  имеет место линейное увеличение с  $H$  указанных параметров и насыщение не достигается вплоть до максимальных полей измерения (80 кЭ — для намагниченности и 50 кЭ — для магнито-стрикции и магнитосопротивления). Величина намагниченности при 4.2 К в магнитном поле 80 кЭ равняется  $2.50 \mu_B/\text{форм. ед.}$ , что гораздо меньше величины  $3.55 \mu_B/\text{форм. ед.}$ , соответствующей ФМ-упорядочению магнитных моментов ионов  $Mn^{3+}$  и  $Mn^{4+}$  (составляет 70% от последней). В области скачка на кривых  $\sigma(H)$ ,  $\omega(H)$  и  $\rho(H)$  наблюдается гистерезис, который уменьшается с ростом температуры. После выключения магнитного поля при низких температурах объемная магнито-стрикция и электросопротивление не возвращаются к своим первоначальным величинам, во всяком случае, в течение времени проведения наблюдения, которое равно 1800 с. Вернуть их к первоначальным величинам можно только после нагревания образца примерно до 100 К и последующего охлаждения.

В температурном интервале 70–120 К скачки на кривых  $\sigma(H)$ ,  $\omega(H)$  и  $\rho(H)$  сохраняются, но вид кривых изменяется, и после выключения магнитного поля образец возвращается в первоначальное состояние (рис. 2). Отметим, что в этом температурном интервале указанные кривые ведут себя так же, как в случае ранее исследованных нами керамик  $Sm_{1-x}Sr_xMnO_3$  ( $x = 0.45, 0.40$ ) [1, 10]. При  $40 \text{ К} < T < 70 \text{ К}$  в поведении кривых  $\sigma(H)$ ,  $\omega(H)$  и  $\rho(H)$  наблюдаются особенности, характерные как для первого, так и для второго температурного интервала, однако после выключения магнитного поля образец не возвращается в первоначальное состояние, а критическое поле  $H_{c1}$  увеличивается с рос-

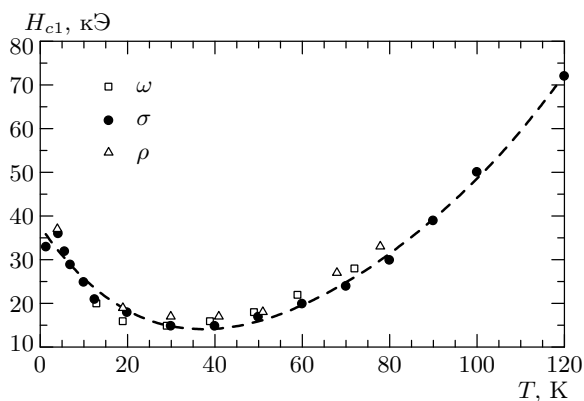


Рис. 3. Температурная зависимость критического поля  $H_{c1}$ , полученного из измерений намагниченности  $\sigma$ , объемной магнитострикции  $\omega$  и электросопротивления  $\rho$

том температуры. Температурная зависимость полей  $H_{c1}$ , полученных из измерений намагниченности, магнитострикции и сопротивления представлена на рис. 3. Видно, что, во-первых, эти поля совпадают для каждой температуры, во-вторых, уменьшаются с ростом температуры в первом температурном интервале и увеличиваются во втором, проходя через широкий минимум при температуре примерно 41 К.

Температурные зависимости намагниченности, магнитострикции и магнитосопротивления в различных магнитных полях представлены на рис. 4. На нем видно, что на кривых  $\sigma(T)$  наблюдается максимум при температуре около 41 К, а на кривых  $\omega(T)$  и  $\{\Delta\rho/\rho\}(T)$  при  $H > H_{c1}$  — минимум. Магнитный переход сильно размывается под действием магнитного поля. Объемная магнитострикция достигает гигантской величины  $4.5 \cdot 10^{-4}$  в магнитном поле 45 кЭ в температурном интервале 10–75 К. Наблюдается необычное поведение магнитосопротивления для этого состава. При  $H < H_{c1}$  оно положительно, проходит через максимум вблизи 41 К и достигает величины 6 % (рис. 5). При  $H > H_{c1}$  оно становится отрицательным, проходит через минимум примерно при 41 К и достигает колоссальной величины  $3 \cdot 10^5$  % в магнитном поле 50 кЭ (рис. 4).

Как уже отмечалось, при  $T \geq 70$  К поведение намагниченности, магнитострикции и магнитосопротивления исследованного в данной работе образца похоже на поведение при  $T > T_C$  указанных характеристик исследованных нами ранее керамических образцов  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0.4, 0.45$ ) [1, 10]. Проведенное нами исследование этих свойств монокри-

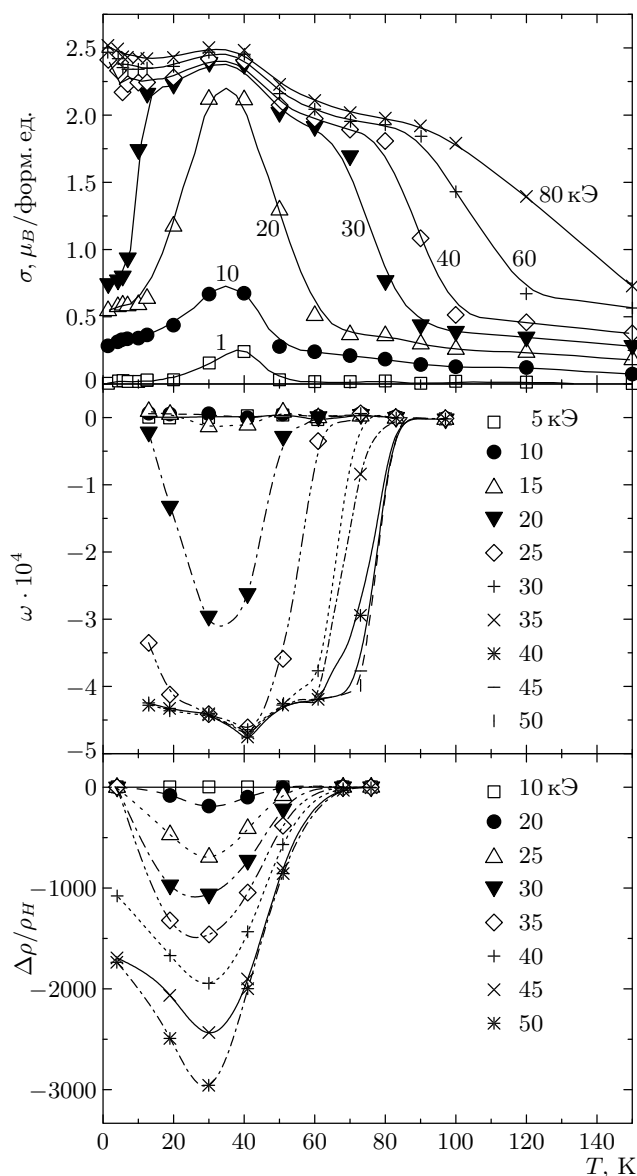


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности  $\sigma$ , объемной магнитострикции  $\omega$  и магнитосопротивления  $\Delta\rho/\rho$  в различных магнитных полях

сталла  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  показало их идентичность со свойствами керамики такого же состава. Как указывалось во Введении, состав  $\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$  при  $1.5 \text{ K} \leq T \leq T_C$  представляет собой односвязную ФМ-матрицу, в которой расположены АФМ-кластеры А-типа и АФМ-кластеры СЕ-типа с зарядово-орбитальным упорядочением, при этом  $T_C < T_N < T_{co}$  [6]. Здесь  $T_{co}$  — температура термического разрушения зарядово-орбитального упорядочения, совпадающая с температурой разрушения АФМ-порядка в кластерах с зарядово-орбитальным

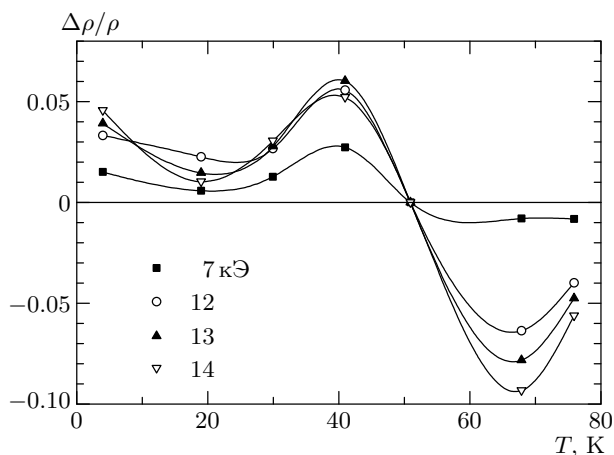


Рис. 5. Температурная зависимость магнитосопро-  
тивления при  $H < H_{c1}$

упорядочением. Поведение намагниченности, магнитосопротивления и объемной магнитострикции при  $T > T_N$  в [1, 10] было объяснено индуцированным магнитным полем переходом АФМ-кластеров с зарядово-орбитальным упорядочением в ФМ-состояние. Так как при  $CE$ -типе АФМ-упорядочения магнитные моменты большинства ближайших соседних ионов Mn имеют АФМ-порядок, нужны пороговые поля для перевода этого АФМ-состояния в ФМ. При этом кластеры с зарядово-орбитальным упорядочением целиком переходят в ФМ-состояние при достижении поля  $H_{c2}$ . Поскольку изотермы  $\sigma$ ,  $\omega$  и  $\Delta\rho/\rho$  соединения  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  при  $1.5 \text{ K} \leq T \leq 120 \text{ K}$  очень похожи на наблюдавшиеся нами ранее в составах  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  и  $\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$  [1] при  $T > T_C$ , можно предположить, что состав  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  также состоит из ФМ-, АФМ-фаз А-типа и АФМ-фазы  $CE$ -типа. Однако соотношение объемов этих фаз иное, чем в  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  и  $\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ . Как видно на рис. 1, температурная зависимость удельного электросопротивления состава  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  имеет полупроводниковый характер и величина  $\rho$  при 4.2 К очень большая, примерно  $10^6 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ , в отличие от состава  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , который характеризуется проводимостью металлического типа. Поэтому можно предположить, что ФМ-фаза в этом составе многосвязна, в отличие от состава  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , в котором она односвязна. Это вызвано тем, что в  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  фактор толерантности  $\tau = 0.924$  меньше, чем в  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  ( $\tau = 0.927$ ), и больше степень беспорядка  $d^2 = 0.00893$ , которая в  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  равна 0.00784.

Известно, что в АФМ-полупроводнике в зависимости от концентрации носителей заряда может наблюдаться либо изолирующее, либо проводящее ФМ–АФМ магнитно-двухфазное состояние (МДФС), при этом из-за выигрыша в энергии  $s$ – $d$ -обмена носители заряда сосредоточены в ФМ-части кристалла, а АФМ-часть кристалла обеднена ими [11]. Нагаевым показано, что объем ФМ-фазы образца, находящегося в изолирующем МДФС, значительно меньше, чем образца, находящегося в проводящем МДФС [12]. Например, в легированном  $\text{EuSe}$  объем ФМ-фазы образца, находящегося в проводящем МДФС, примерно на порядок выше, чем образца, находящегося в изолирующем МДФС [13]. Можно предположить, что в  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  имеет место изолирующее МДФС, в то время как в  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  — проводящее. Тогда у состава  $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  при  $T < T_C$  процесс намагничивания будет происходить за счет роста объема ФМ-фазы, занимающей большую часть образца, путем прорастания по ФМ-плоскостям АФМ-фазы А-типа; на фоне этого роста скачкообразный рост намагниченности за счет АФМ-кластеров  $CE$ -типа не заметен, так как эти кластеры занимают значительно меньший объем, чем ФМ-фаза. Скачки на кривых  $\sigma(H)$  здесь появляются лишь при высоких температурах, когда ФМ-фаза и АФМ-фаза А-типа термически разрушены и остались лишь АФМ-кластеры  $CE$ -типа.

В составе  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  скачки на изотермах намагниченности имеют место как ниже, так и выше температуры Нееля  $T_N = 41 \text{ K}$ , измеренной по максимуму начальной восприимчивости в переменном магнитном поле. Эта температура является температурой разрушения АФМ-фазы А-типа, так как она совпадает с  $T_N$  соединения  $\text{EuMnO}_3$ , в котором существует АФМ-порядок А-типа. Как видно на рис. 6, скачки на изотермах намагниченности наблюдаются еще при  $T = 120 \text{ K}$  и их уже нет при  $T = 150 \text{ K}$ , т. е. температура Нееля АФМ-фазы  $CE$ -типа лежит между 120 и 150 К. На рис. 6 также видно, что в области температур  $1.4 \text{ K} \leq T \leq 40 \text{ K}$  и магнитных полей  $0 \leq H < H_{c1}$  кривые  $\sigma(H)$  представляют собой сумму небольшой спонтанной намагниченности  $\sigma \sim 0.1 \mu_B$  и линейной по  $H$  намагниченности, характерной для АФМ. Таким образом, объем ФМ-фазы мал: он составляет всего приблизительно 3% от объема образца, судя по соотношению намагниченности ФМ-фазы и намагниченности насыщения, которая имела бы место при полном ФМ-упорядочении образца ( $3.55 \mu_B$ ). Как видно

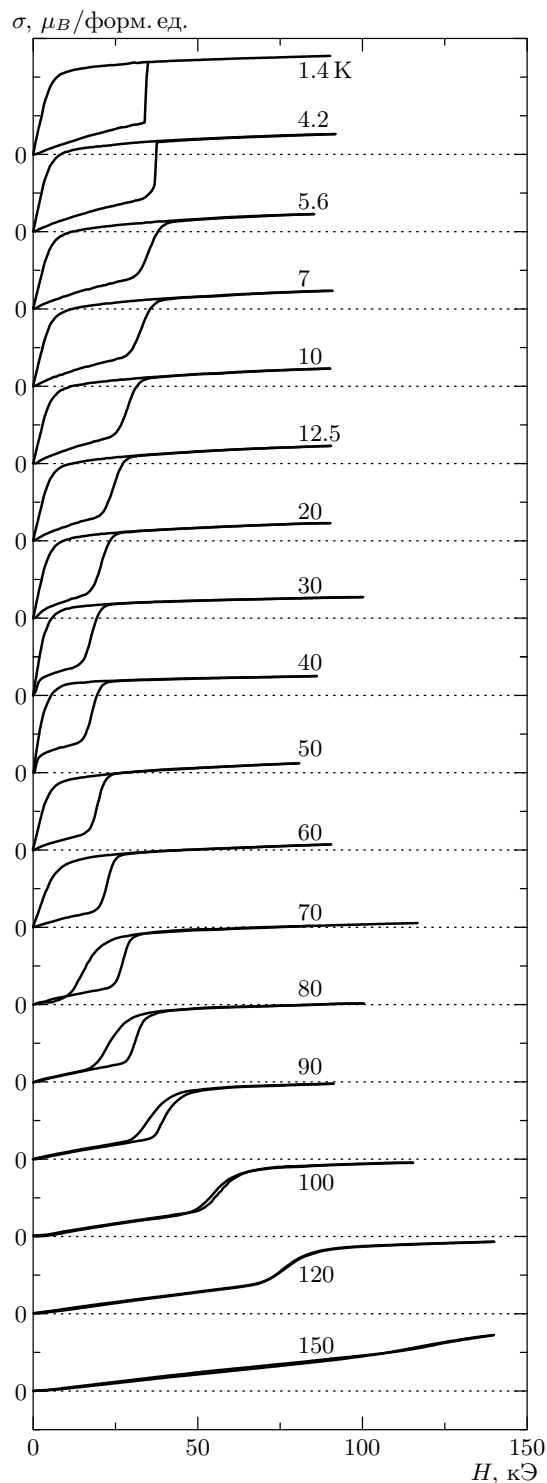


Рис. 6. Изотермы намагниченности при различных температурах. Цена одного деления по оси  $y$  составляет  $1\mu_B$ . Нижние кривые получены при увеличении поля, верхние — при уменьшении

на рис. 6, в области  $40\text{ K} < T < 50\text{ K}$  указанная спонтанная часть намагниченности исчезает, т. е. в этой температурной области расположена точка Кюри  $T_C$  и, следовательно, она близка к температуре Нееля  $T_N$  данного состава. Как указывалось выше, при 4.2 K после скачка на изотермах намагниченность составляет около 70 % от намагниченности насыщения, а величина скачка составляет приблизительно  $1.45\mu_B$  и слабо изменяется с ростом температуры. Если предположить, что указанный скачок произошел за счет АФМ-фазы  $CE$ -типа, то объем этой фазы составляет около 41 % от объема образца, тогда оставшиеся примерно 56 % объема образца заняты АФМ-фазой  $A$ -типа. После скачка наблюдается медленный линейный рост намагниченности с полем за счет прорастания ФМ-фазы, индуцированной магнитным полем, по ФМ-слоям АФМ-фазы  $A$ -типа.

Известно, что АФМ-фаза  $CE$ -типа с зарядово-орбитальным упорядочением наиболее устойчива в области низких температур; при повышенных температурах она менее устойчива по сравнению с ФМ-фазой и АФМ-фазой  $A$ -типа [7]. Поэтому величина критического поля  $H_{c1}$  убывает с ростом  $T$  в области низких температур до 40 K включительно (рис. 3), где одновременно с АФМ-фазой  $CE$ -типа присутствуют ФМ-фаза и АФМ-фаза  $A$ -типа. Начиная с  $T = 50\text{ K}$  и вплоть до 120 K величина  $H_{c1}$  увеличивается. Это, по-видимому, связано с тем, что при  $T > T_C$  для поддержания ФМ-порядка, образовавшегося в результате индуцированного магнитным полем перехода АФМ-фазы  $CE$ -типа в ФМ-состояние, требуются более высокие магнитные поля, чем при  $T < T_C$ . Как указывалось выше, в АФМ-фазе  $CE$ -типа имеет место орбитальное и связанное с ним зарядовое упорядочение. Если бы индуцированный магнитным полем переход из этого состояния был связан только с разрушением зарядового упорядочения, то следовало бы ожидать в результате перехода появления парамагнитного состояния при  $T > T_C$ . Однако, как показывает наш эксперимент, происходит переход АФМ-фазы  $CE$ -типа в ФМ-фазу. Это связано с тем, что носители заряда, ставшие под действием поля  $H > H_{c1}$  разупорядоченными, из-за выигрыша в энергии  $s$ - $d$ -обмена поддерживают ФМ-порядок.

Как видно на рис. 6 и 2, при  $T < T_C$  кривые  $\sigma(H)$ ,  $\rho(H)$  и  $\omega(H)$ , полученные при увеличении и уменьшении поля, различаются, и на кривых, полученных при уменьшении поля, отсутствуют скачки, т. е. ФМ-состояние, образовавшееся при величине поля, превышающей  $H_{c1}$  в результате перехода

АФМ-фазы  $CE$ -типа в ФМ-состояние, при уменьшении поля сохраняется вплоть до полей, пренебрежимо малых по сравнению с  $H_{c1}$ . Гигантская величина  $\omega$  и резкое понижение  $\rho$ , достигнутые в результате этого перехода, сохраняются после выключения поля. Вернуть образец в первоначальное состояние можно только нагревом до  $T > 100$  К с последующим охлаждением до требуемой температуры. Это указывает на то, что свободные энергии ФМ-фазы и АФМ-фазы  $CE$ -типа близки по величине, а индуцированный магнитным полем переход АФМ-фазы  $CE$ -типа в ФМ-состояние является фазовым переходом первого рода. Начиная с  $T = 60$  К и выше, т. е. выше  $T_C$ , после выключения поля  $\omega = 0$  и величина  $\rho$  возвращается к своему первоначальному значению (до наложения поля), хотя и наблюдается различие между кривыми  $\rho(H)$  и  $\omega(H)$ , полученными при увеличении и уменьшении поля (рис. 2).

Отрицательное колоссальное магнитосопротивление в этом составе связано, в основном, с ФМ-фазой, образовавшейся в результате индуцированного магнитным полем перехода АФМ-фазы  $CE$ -типа в ФМ-состояние. Так как после указанного перехода полупроводниковый тип проводимости сохраняется, ФМ-фаза представляет собой ФМ-кластеры, расположенные в изолирующей АФМ-матрице  $A$ -типа, в которых сосредоточены носители заряда (дырки) из-за выигрыша в энергии  $s$ - $d$ -обмена. Колоссальное магнитосопротивление объясняется следующим образом. Внешнее магнитное поле увеличивает радиусы ФМ-кластеров, что облегчает туннелирование носителей заряда между ними. Кроме того, магнитные моменты ФМ-кластеров упорядочиваются внешним полем, что также облегчает туннелирование носителей заряда. И, наконец, внешнее магнитное поле имеет тенденцию разрушать ФМ-кластеры, увеличивая энергию дырок внутри кластеров и тем самым облегчая их переход в делокализованное состояние [5, 12]. Большое положительное магнитосопротивление, наблюдавшееся при  $H < H_{c1}$  и  $T < T_C$ , по всей видимости, связано с ФМ-фазой и объясняется так же, как для невырожденных ФМ-полупроводников [14].

Гигантская объемная магнитострикция тоже связана с ФМ-фазой, образовавшейся в результате индуцированного магнитным полем перехода АФМ-фазы  $CE$ -типа в ФМ-состояние. Яназе и Касуя [15] показали, что внутри ФМ-кластеров постоянные решетки уменьшены из-за нового распределения заряда, приводящего к понижению энергии в них путем увеличения перекрытия облаков зарядов центрального примесного иона и его ближайших соседей — магнитных ионов. Оче-

видно, что при термическом разрушении МДФС должно наблюдаться излишнее, по сравнению с линейным по температуре, тепловое расширение образца, которое и наблюдалось нами (вставка к рис. 1). Известно, что для диа- и парамагнетиков температурная зависимость теплового расширения почти линейна по  $T$ . Это излишнее тепловое расширение можно подавить внешним магнитным полем, восстанавливающим МДФС, что должно вызывать отрицательную объемную магнитострикцию, которую мы и наблюдали (рис. 2 и 4).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе обнаружен второй, после  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $0.4 \leq x \leq 0.45$ ), состав  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ , в котором колоссальное магнитосопротивление и гигантская объемная магнитострикция появляются в результате индуцированного магнитным полем скачкообразного перехода фазы с зарядово-орбитальным упорядочением в ферромагнитное состояние. На примере этих систем ярко демонстрируется, что колоссальное магнитосопротивление и гигантская объемная магнитострикция связаны с модификацией ферромагнитной фазы: ее появлением при  $T > T_C$  и ее резким увеличением при  $T < T_C$  в результате указанного выше перехода, индуцированного магнитным полем. Хотя в обеих системах существуют три фазы — ФМ, АФМ  $A$ -типа и АФМ  $CE$ -типа с зарядово-орбитальное упорядочением, — соотношение этих фаз в них различно. По-видимому, в  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $0.4 \leq x \leq 0.45$ ) при  $T < T_C$  доминирует ФМ-фаза, а в  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  — АФМ-фазы  $CE$ - и  $A$ -типов. В пользу этого предположения свидетельствует металлический тип проводимости в первой системе (ФМ-фаза, в которой сосредоточены носители заряда из-за выигрыша в энергии  $s$ - $d$ -обмена, односвязна) и полупроводниковый во второй (ФМ-фаза представлена изолированными друг от друга кластерами, расположенными в АФМ-матрице). Вследствие этого скачки на изотермах намагниченности, магнитосопротивления и объемной магнитострикции, свидетельствующие об индуцированном магнитным полем переходе фазы с зарядово-орбитальным упорядочением в ФМ-состояние, в  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  появляются, начиная с самых низких температур измерения (1.4 К), тогда как в  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $0.4 \leq x \leq 0.45$ ) — только после термического разрушения ФМ-фазы. По-видимому, из-за малого

объема фазы с зарядово-орбитальным упорядочением, по сравнению с объемом ФМ-фазы в  $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  ( $0.4 \leq x \leq 0.45$ ), эти скачки не заметны при  $T < T_C$ . В  $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$  при  $T < T_C$  значения намагниченности, объемной магнитострикции и электросопротивления, полученные выше указанного перехода, сохраняются после выключения поля. Это указывает на то, что свободные энергии ФМ-фазы и АФМ-фазы  $CE$ -типа близки друг к другу.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 03-02-16100).

### ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Абрамович, Л. И. Королева, А. В. Мичурин, ЖЭТФ **122**, 1063 (2002).
2. Р. В. Демин, Л. И. Королева, Р. Шимчак и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 402 (2002).
3. L. I. Koroleva, A. I. Abramovich, R. V. Demin et al., FNT **27**, 379 (2001).
4. A. I. Abramovich, A. V. Michurin, O. Yu. Gorbenko et al., J. Phys.: Condens. Matter **12**, L627 (2000).
5. Э. Л. Нагаев, УФН **166**, 833 (1996); E. L. Nagaev, Phys. Rep. **346**, 387 (2001).
6. В. В. Рунов, Д. Ю. Чернышов, А. И. Курбаков и др., ЖЭТФ **118**, 1174 (2000).
7. E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, Phys. Rep. **344**, 1 (2001).
8. А. И. Абрамович, Р. В. Демин, Л. И. Королева и др., Письма в ЖЭТФ **69**, 375 (1999).
9. A. Abramovich, R. Demin, L. Koroleva et al., Phys. Lett. A **259**, 57 (1999).
10. А. И. Абрамович, Л. И. Королева, А. В. Мичурин и др., ФТТ **44**, 888 (2002).
11. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
12. E. L. Nagaev, *Colossal Magnetoresistance and Phase Separation in Magnetic Semiconductors*, London Imperial College Press (2002).
13. Y. Shapira, S. Foner, and N. Jr. Oliveira, Phys. Rev. B **10**, 4765 (1974).
14. Л. И. Королева, *Магнитные полупроводники*, Изд-во физфака МГУ, Москва (2003).
15. A. Yanase and T. Kasuya, J. Phys. Soc. Jpn. **25**, 1025 (1968).