

Особенности магнитных, гальваномагнитных, упругих и магнитоупругих свойств $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$

© 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

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

(Поступила в Редакцию 11 февраля 2004 г.)

Изучены магнитные, упругие, магнитоупругие, транспортные и магнитотранспортные свойства керамики $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. Вблизи температуры магнитного фазового превращения (41 К) на кривой температурной зависимости удельного электросопротивления $\rho(T)$ обнаружен излом, причем материал остается изолятором вплоть до самых низких температур измерения ($\rho = 10^6 \Omega \cdot \text{см}$ при 4.2 К). При $4.2 \leq T \leq 50$ К на изотермах намагниченности, объемной магнитострикции и ρ наблюдаются скачки в критическом поле H_{C1} , которое уменьшается с ростом T . При $50 \leq T \leq 120$ К скачки на указанных кривых сохраняются, но изменяется вид кривых, и H_{C1} увеличивается с ростом T . Магнитосопротивление $\Delta\rho/\rho = (\rho_H - \rho_{H=0})/\rho_H$ при $H < H_{C1}$ положительно, проходит через максимум при 41 К, в котором $\Delta\rho/\rho = 6\%$. При $H > H_{C1}$ оно отрицательно, проходит через минимум вблизи 41 К и достигает колоссальной величины $3 \cdot 10^5\%$ при $H = 45$ кОе. Объемная магнитострикция отрицательна и достигает гигантской величины $4.5 \cdot 10^{-4}$ при $H = 45$ кОе. Наблюдаемые свойства объяснены существованием в $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ трех фаз: ферромагнитной (ФМ), в которой сосредоточены носители заряда из-за выигрыша в энергии $s-d$ обмена, и двух антиферромагнитных (АФМ) А- и СЕ-типа. Оценены их объемы при низких T : ФМ фаза занимает $\sim 3\%$ объема образца, АФМ СЕ-типа — $\sim 67\%$ и АФМ А-типа — $\sim 30\%$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 03-02-16100).

1. Введение

До настоящего времени интерес к манганитам 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 $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.33, 0.4$ и 0.45) была обнаружена гигантская отрицательная объемная магнитострикция ω , 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 $s-d$ обменом, причем носители заряда (дырки в данном случае) сосредоточены в ферромагнитной (ФМ) части кристалла [5]. Подчеркнем, что понятие температуры Кюри здесь является весьма условным: это температура Кюри ФМ части кристалла.

Известно, что в $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ системе при $x = 0.5$ имеет место зарядово-орбитальное (ЗО) упорядочение, сопровождающееся антиферромагнитным (АФМ) порядком СЕ-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 А- и СЕ-типа, причем в последних имеет место ЗО упорядочение. Эти кластеры расположены в проводящей ФМ матрице [6]. В составе с $x = 0.25$ по данным работы [6] ЗО кластеры 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 А-типа и в последнюю очередь — АФМ порядок СЕ-типа при $T = T_{CO}$. Такое поведение вполне согласуется с теоретическими предсказаниями Даготто с сотрудниками [7]. С помощью численного моделирования они показали, что в манганитах концентрационный переход при $x = 0.5$ от ФМ к ЗО состоянию является фазовым переходом 1-го рода и в составах, близких к $x = 0.5$, существуют магнитные кластеры различных типов: ФМ, АФМ А-типа и ЗО с СЕ-типом АФМ упорядочения.

Ранее нами были изучены магнитные, электрические и гальваномагнитные свойства состава $\text{Eu}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ с $x = 0.3$, который имел 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 в области низких температур представляли собой сумму небольшой спонтанной намагниченности и линейной по полю намагниченности, характерной для АФМ. Имело место различие между намагниченностями образца, охлаждаемого в поле и без поля, которое существовало вплоть до максимальных полей измерения 45 кОе; кроме того, наблюдались смещенные по оси H петли гистерезиса намагниченности образца, охлажденного в поле. Вклад от ФМ кластеров резко повышал парамагнитную точку Кюри Θ от -100 К для нелегированного образца 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 кОе величина T_C , определенная экстраполяцией наиболее крутой части кривой $M(T)$ на ось T , равнялась 90 К, т.е. увеличивалась в 3 раза по сравнению с $T_C = 30$ К, определенной в поле $H = 0.5$ кОе.

В настоящей работе 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 [7] должны наблюдаться кластеры трех типов: ФМ, АФМ А-типа и АФМ СЕ-типа, и выявить их отличие от свойств составов $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.33, 0.4$ и 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], 3О 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 3О фазы на эти свойства и позволит выяснить природу их аномалий.

2. Синтез образцов и экспериментальные методики

Исследуемый образец $\text{Eu}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ 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 $Pnma$). 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 фоновные моды, характерные для орторомбических манганитов с $Pnma$ симметрией.

Измерения намагниченности в температурном интервале 1.5–150 К в магнитных полях до 130 кОе проводились с помощью вибрационного магнитометра в Лаборатории сильных магнитных полей (Вроцлав, Польша). Начальная магнитная восприимчивость в переменном магнитном поле 1 Ое частоты 0.8–8 кГц измерялась феррометром Ф-5063. Электросопротивление было измерено четырехзондовым методом. Магнитострикция и тепловое расширение в температурном интервале 4.2–150 К измерялись с помощью тензодатчиков с сопротивлением $92.30 \pm 0.01 \Omega$ 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. Измерялась продольная (λ_{\parallel}) и поперечная (λ_{\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 Ое частоты 8 кГц, наблюдался максимум при температуре $T_N = 41$ К, которая очень близка к точке Нееля состава EuMnO_3 . Вблизи этой температуры обнаружены скачок на температурной зависимости линейного теплового расширения (вставка к рис. 1) и излом на кривой $\rho(T)$ (рис. 1). Из рисунка видно, что в отсутствие магнитного поля образец остается изолятором вплоть до самых низких температур измерения ($\rho = 10^6 \Omega \cdot \text{см}$ при 4.2 К). В поведении изотерм намагниченности, магнитострикции и магнитосопротивления можно выделить два температурных интервала: 4.2–50 и 60–120 К, в каждом из которых их поведение похоже. На рис. 2 представлены изотермы намагниченности $\sigma(H)$, магнитострикции $\omega(H)$ и сопротивления $\rho(H)$ для температур 20 К из первого интервала и 60 К из второго. Видно, что в первом температурном интервале наблюдаются скачкообразное увеличение намагниченности, абсолютной величины магнитострикции 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 большей части образца. При $H > H_{C2}$ имеет место линейное увеличение с H указанных параметров, и насыщение не достигается вплоть до максимальных полей измерения (80 кОе для намагниченности и 50 кОе для магнитострикции и магнитосопротивления). Величина намагниченности при 4.2 К в магнитном поле 80 кОе равняется $2.50 \mu\text{B}/\text{mol}$, что гораздо меньше величины $3.55 \mu\text{B}/\text{mol}$, соответствующей ФМ упорядочению 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 магнитострикция и электросопротивление не

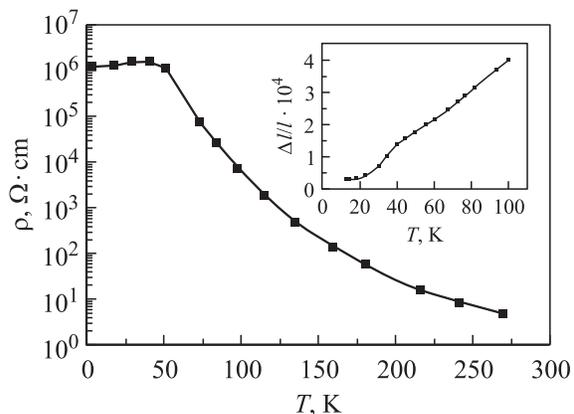


Рис. 1. Температурная зависимость удельного электросопротивления. На вставке: температурная зависимость линейного теплового расширения.

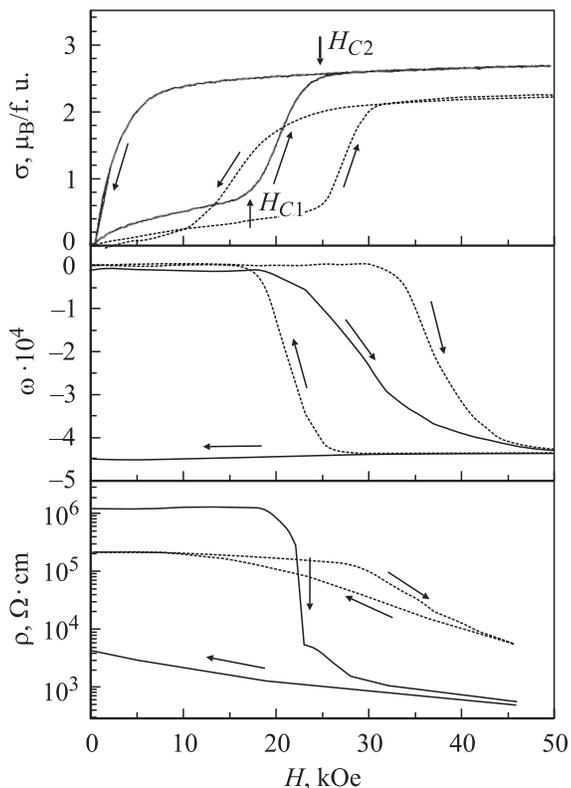


Рис. 2. Изотермы намагниченности $\sigma(H)$, магнитострикции $\omega(H)$ и электросопротивления $\rho(H)$ для температур 20 (сплошные линии) и 60 К (штриховые линии).

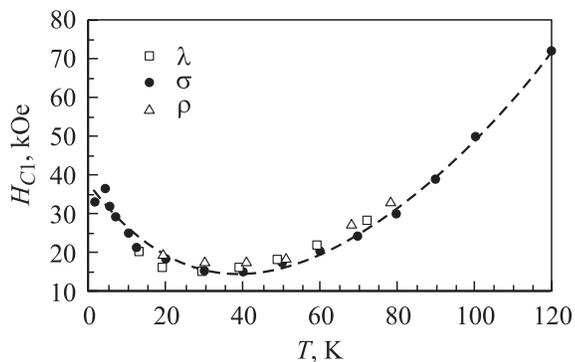


Рис. 3. Температурная зависимость критического поля H_{C1} , полученного из измерений намагниченности σ , объемной магнитострикции ω и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$.

возвращаются в первоначальное состояние, во всяком случае в течение 1800 с, в течение которых проводились наблюдения. Вернуть их в первоначальное состояние можно только после нагревания образца примерно до 100 К и последующего охлаждения.

В температурном интервале 60–120 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 $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ [1,10]. 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 в районе 41 К. Температурные зависимости намагниченности, магнитострикции и магнитосопротивления в различных магнитных полях представлены на рис. 4. Из рисунка видно, что на кривых $\sigma(T)$ наблюдается максимум в районе 41 К, а на кривых $\omega(T)$ и $\{\Delta\rho/\rho\}(T)$ — минимум. Магнитный переход сильно размывается под действием магнитного поля. Объемная магнитострикция достигает гигантской величины $4.5 \cdot 10^{-4}$ в магнитном поле 45 кОе 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 немного ниже 41 К и достигает колоссальной величины $3 \cdot 10^5\%$ в магнитном поле 50 кОе (рис. 4).

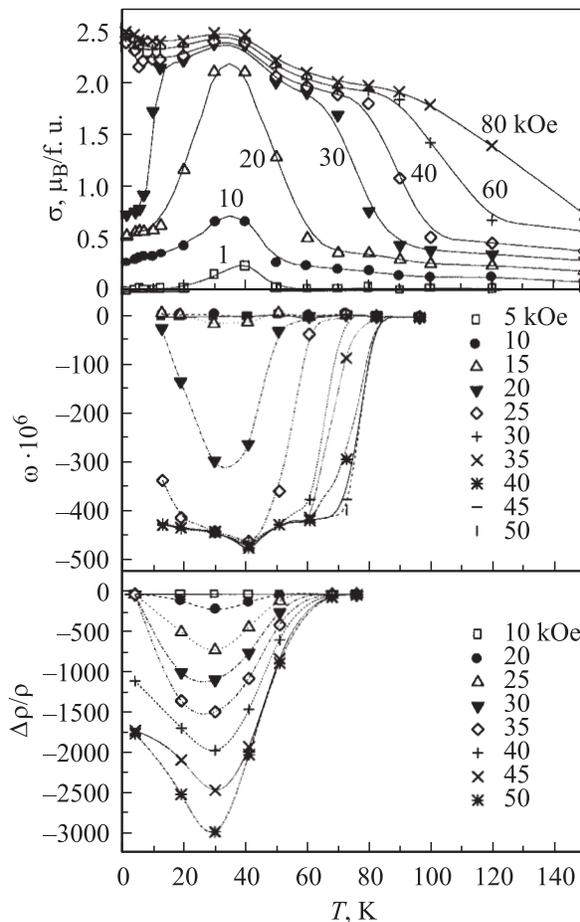


Рис. 4. Температурные зависимости намагниченности σ , объемной магнитострикции ω и магнитосопротивления $\Delta\rho/\rho$ в разных магнитных полях, указанных на рисунке.

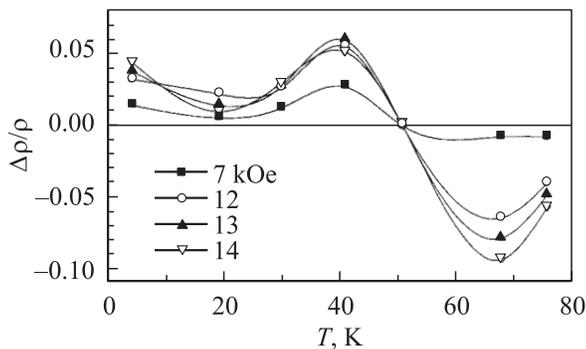


Рис. 5. Температурная зависимость магнитосопротивления при $H < H_{C1}$.

Как уже отмечалось, при $T \geq 60$ 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 $\text{Sm}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$ ($x = 0.4$ и 0.45) [1,10]. Проведенное нами недавно исследование этих свойств монокристалла $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ показало их идентичность свойствам керамики такого же состава. Как указывалось во введении, состав $\text{Sm}_{0.6}\text{Sr}_{0.4}\text{MnO}_3$ при $1.5 \leq T \leq T_C$ представляет собой односвязную ФМ матрицу, в которой расположены АФМ А-типа кластеры и АФМ СЕ-типа 3О упорядоченные кластеры, при этом $T_C < T_N < T_{CO}$ [6]. Здесь T_{CO} — температура термического разрушения 3О упорядочения, совпадающая с температурой разрушения АФМ порядка в 3О упорядоченных кластерах. Поведение намагниченности, магнитосопротивления и магнитострикции при $T > T_N$ в [1,10] было объяснено переходом АФМ 3О кластеров в ФМ состояние, индуцированным магнитным полем. Поскольку при СЕ-типе АФМ упорядочения магнитные моменты большинства ближайших соседних ионов Мп упорядочены АФМ, нужны пороговые поля для перевода этого АФМ состояния в ФМ. При этом 3О кластеры целиком переходят в ФМ состояние при достижении поля H_{C2} . Поскольку изотермы σ , ω и $\Delta\rho/\rho$ соединения $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при $1.5 \leq T \leq 120$ К 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 А-типа и АФМ СЕ-типа фаз. 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 из рис. 1, температурная зависимость удельного электросопротивления состава $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ имеет полупроводниковый характер и величина ρ при 4.2 К очень большая, $\sim 10^6 \Omega \cdot \text{cm}$, в отличие от состава $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, у которого проводимость 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 $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ меньше фактор толерантности $\tau = 0.924$, 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 в АФМ части они отсутствуют [11,12]. Показано, что объем ФМ фазы образца, находящегося в изолирующем МДФС, значительно меньше, чем у образца, находящегося в проводящем МДФС [13]. Например, в легированном EuSe объем ФМ фазы у образца, находящегося в проводящем МДФС, примерно на порядок выше, чем у образца, находящегося в изолирующем МДФС [14]. Можно предположить, что в $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ имеет место изолирующее МДФС и 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 СЕ-типа незаметен, так как эти кластеры занимают значительно меньший объем, чем ФМ фаза. Скачки на кривых $\sigma(H)$ здесь появляются лишь при высоких температурах, когда ФМ и АФМ А-типа фазы термически разрушены и остались лишь АФМ кластеры СЕ-типа.

В составе $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ скачки на изотермах намагниченности присутствуют как ниже, так и выше температуры Нееля $T_N = 41$ К, 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 EuMnO_3 , в котором существует АФМ порядок А-типа. Как видно из рис. 6, эти скачки наблюдаются еще при $T = 120$ К и их уже нет при $T = 150$ К, т.е. температура Нееля АФМ фазы СЕ-типа лежит между 120 и 150 К. Из рис. 6 также видно, что в области температур $1.4 \leq T \leq 40$ К 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 $\sim 3\%$ от объема образца, судя по соотношению намагниченностей ФМ фазы и насыщающей намагниченности, которая имела бы место при полном ФМ упорядочении образца ($3.55 \mu_B$). Как видно из рис. 6, в области $50 < T < 60$ К указанная спонтанная часть намагниченности исчезает, т.е. в этой температурной области расположена точка Кюри T_C . Как указывалось выше, после скачка на изотермах намагниченность составляет $\sim 70\%$ от насыщающего значения. Если предположить, что указанный скачок произошел за счет АФМ фазы СЕ-типа, то объем этой фазы составляет около 70% объема образца, вследствие чего эта фаза является односвязной; тогда оставшиеся $\sim 30\%$ объема образца

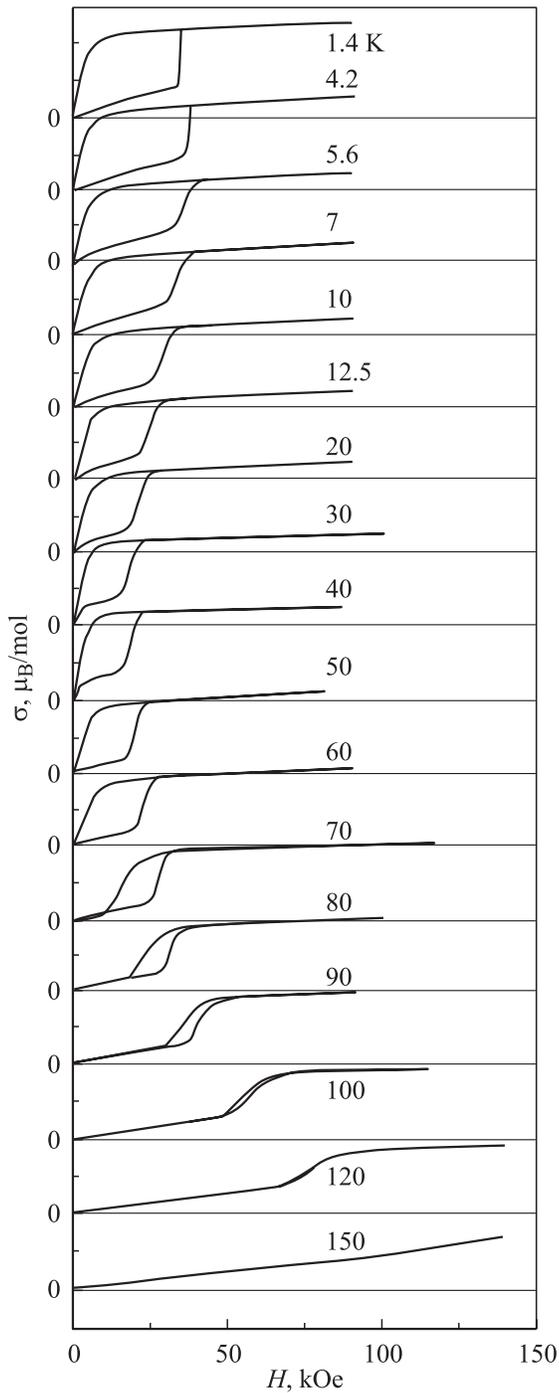


Рис. 6. Изотермы намагниченности при разных температурах. Цена одного деления по оси y — $1 \mu_B$.

заняты АФМ фазой А-типа. После скачка наблюдается медленный линейный рост намагниченности с полем за счет прорастания ФМ фазы, индуцированной магнитным полем, по ФМ слоям АФМ фазы А-типа.

Известно, что АФМ фаза SE -типа с 3D упорядочением наиболее устойчива в области низких температур; при повышенных температурах она менее устойчива по сравнению с ФМ фазой и АФМ фазой А-типа [7]. Поэто-

му величина критического поля H_{C1} падает с ростом T в области низких температур до 40 К включительно (рис. 3), в которой одновременно с АФМ фазой SE -типа присутствуют ФМ и АФМ А-типа фазы. Начиная с $T = 50$ К и вплоть до 120 К, величина H_{C1} возрастает. Это, по-видимому, связано с тем, что при $T > T_C$ для поддержания ФМ порядка, образовавшегося в результате индуцированного магнитным полем перехода АФМ фазы SE -типа в ФМ состояние, требуются более высокие магнитные поля, чем при $T < T_C$. Как указывалось выше, в АФМ фазе SE -типа имеет место орбитальное и связанное с ним зарядовое упорядочение. Если бы индуцированный магнитным полем переход из этого состояния был связан только с появлением зарядового упорядочения, следовало бы ожидать в результате перехода появления парамагнитного состояния при $T > T_C$. Однако, как показывает наш эксперимент, происходит переход АФМ фазы SE -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 из рис. 6 и 2, при $T < T_C$ кривые $\sigma(H)$, $\rho(H)$ и $\omega(H)$, полученные при подъеме и уменьшении поля, различаются, и на кривых, полученных при уменьшении поля, отсутствуют скачки. Иными словами, ФМ состояние, образовавшееся при увеличении H выше H_{C1} в результате перехода АФМ фазы SE -типа в ФМ состояние, при уменьшении поля сохраняется вплоть до полей, пренебрежимо малых по сравнению с H_{C1} . Гигантская величина ω и резкое понижение ρ , 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 SE -типа близки по величине, а индуцированный магнитным полем переход АФМ SE -типа в ФМ состояние является фазовым переходом 1-го рода. Начиная с $T = 60$ К и выше, т.е. выше T_C , после выключения поля $\omega = 0$, и величина ρ 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).

Колоссальное отрицательное магнитосопротивление в этом составе связано только с ФМ фазой, образовавшейся в результате индуцированного магнитным полем перехода АФМ фазы SE -типа в ФМ состояние. Поскольку после указанного перехода полупроводниковый тип проводимости сохраняется, ФМ фаза представляет собой ФМ кластеры, расположенные в АФМ А-типа изолирующей матрице, в которых сосредоточены носители заряда (дырки) из-за выигрыша в энергии $s-d$ обмена. КМС 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 [5,13]. 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 [15].

Гигантская объемная магнитострикция тоже связана с ФМ фазой, образовавшейся в результате индуцированного магнитным полем перехода АФМ фазы *СЕ*-типа в ФМ состояние. Яназе и Касуя [16] показали, что внутри ФМ кластеров постоянные решетки уменьшены из-за нового распределения заряда, приводящего к понижению в них энергии путем увеличения перекрытия облаков зарядов центрального примесного иона и его ближайших соседей — магнитных ионов. Очевидно, 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, т.е. в образце должна наблюдаться отрицательная объемная магнитострикция.

Таким образом, КМС, большая объемная магнитострикция и излишнее тепловое расширение в районе T_C в $\text{Eu}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ объясняются наличием электронного фазового разделения в образце, вызванного сильным $s-d$ обменом, причем носители заряда сосредоточены в ФМ фазе. При этом присутствие АФМ *СЕ*-типа ЗО фазы вносит свою специфику в поведение магнитосопротивления и объемной магнитострикции — наблюдаются скачки на их изотермах, связанные с переходом под действием магнитного поля указанной фазы в ФМ состояние.

Список литературы

- [1] А.И. Абрамович, Л.И. Королева, А.В. Мичурин. ЖЭТФ **122**, 5, 1063 (2002).
- [2] Р.В. Демин, Л.И. Королева, Р. Шимчак, Г. Шимчак. Письма в ЖЭТФ **75**, 7, 402 (2002).
- [3] A.I. Abramovich, A.V. Michurin. Fizika Nizkikh Temperatur **27**, 379 (2001).
- [4] A.I. Abramovich, A.V. Michurin, O.Yu. Gorbenko, A.R. Kaul. J. Physics: Cond. Mat. **12**, 39, L627 (2000).
- [5] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 833 (1996); E.L. Nagaev. Phys. Rep. **346**, 6, 387 (2001).
- [6] В.В. Рунов, Д.Ю. Чернышов, А.И. Курбаков, М.К. Рунова, В.А. Трунов, А.И. Окороков. ЖЭТФ **118**, 5, 1174 (2000).
- [7] E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. Phys. Rep. **344**, 1, 1 (2001).
- [8] А.И. Абрамович, Р.В. Демин, Л.И. Королева, А.В. Мичурин, А.Г. Смирницкая. Письма в ЖЭТФ **69**, 5, 375 (1999).
- [9] A. Abramovich, R. Demin, L. Koroleva, A. Michurin, K.A. Maslov, Ya.M. Mukovskii. Phys. Lett. A **259**, 1, 57 (1999).
- [10] А.И. Абрамович, Л.И. Королева, А.В. Мичурин, О.Ю. Горбенко, А.Р. Кауль, М.Х. Машаев, Р. Шимчак, Б. Кжиманска. ФТТ **44**, 5, 888 (2002).
- [11] S. Nakamura, Y. Todokodo, Y.J. Shan, T. Nakamura. J. Phys. Soc. Japan **68**, 3, 1485 (1999).
- [12] Э.Л. Нагаев. Физика магнитных полупроводников. Наука, М. (1979). 431 с.
- [13] E.L. Nagaev. Colossal Magnetoresistance and phase separation in magnetic semiconductors. Imperial College Press (2002). 476 p.
- [14] Y. Shapira, S. Foner, N.Jr. Oliveira. Phys. Rev. B **10**, 11, 4765 (1974).
- [15] Л.И. Королева. Магнитные полупроводники. МГУ, М. (2003). 312 с.
- [16] A. Yanase, T. Kasuya. J. Phys. Soc. Japan **25**, 4, 1025 (1968).