

# Намагниченность монокристаллов манганитов $\text{CaMnO}_3$ , легированных ионами La и Ce, в сильном магнитном поле

© Н.Н. Лошкарева, Н.В. Мушников, А.В. Королев, А.М. Балбашов\*

Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
Екатеринбург, Россия

\* Московский энергетический институт,  
Москва, Россия

E-mail: loshkareva@imp.uran.ru

(Поступила в Редакцию 8 июля 2008 г.)

При исследовании кривых намагничивания монокристаллов манганитов с электронным легированием  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ln}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{Ln} = \text{La}^{3+}, \text{Ce}^{4+}$ ,  $x \leq 0.12$ ) в сильных импульсных магнитных полях до 350 кОе для состава  $\text{Ca}_{0.9}\text{Ce}_{0.1}\text{MnO}_3$  обнаружен метамагнитный переход в области температур 77–190 К. Критические поля перехода возрастают до  $\sim 350$  кОе при уменьшении температуры до 100 К. Степень поляризации спинов составляет  $\sim 50\%$  от теоретического значения. Результаты объясняются „плавлением“ орбитального/зарядового упорядочения ниже температуры  $T_{\text{OO/CO}} = 185 \text{ K} = T_N$  (АФМ-фазы *C*-типа), при этом уменьшается объем упорядоченной фазы с локализованными носителями и растет объем ферромагнитной фазы с делокализованными носителями. На основе температурных и полевых зависимостей намагниченности проведено сравнение двух систем манганитов в области двухфазного магнитного состояния.

Работа выполнена по планам РАН, при поддержке гранта РФФИ (№ 05-02-16303-н) Программы ОФН и Президиума РАН „Новые материалы и структуры“.

PACS: 75.47.Lx, 75.60.Ej

Свойства манганитов лантана с колоссальным магнетосопротивлением обусловлены сильной взаимосвязью спиновых, зарядовых и решеточных степеней свободы. Дальнодействующее зарядовое упорядочение наблюдается в манганитах с электронным легированием  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ln}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{Ln}$  — редкоземельный ион) при концентрациях  $x = 1/2, 2/3, 3/4$  (см. работу [1] и ссылки в ней). При указанных концентрациях или вблизи них приложение сильного магнитного поля приводит к „плавлению“ зарядового упорядочения и переводу зарядовоупорядоченной (*CO* — charge ordering) антиферромагнитной (АФМ) фазы в ферромагнитное (ФМ) металлическое состояние, т.е. наблюдается метамагнитный переход, критическое поле которого зависит от  $x$  [1]. Другой, более распространенный вид упорядочения в манганитах — орбитальное упорядочение — также может быть относительно нестабильным и подвергаться влиянию внешних воздействий. „Плавлением“ орбитального упорядочения (*OO* — orbital ordering) был объяснен метамагнитный переход для состава  $\text{Ca}_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{MnO}_3$  [1]. Концентрация  $x = 0.2$  особена тем, что при этой концентрации и выше нее манганит становится АФМ *C*-типа с моноклинной кристаллической структурой, в которой наблюдается упорядочение  $d_{3z^2-r^2}$ -орбиталей в цепочках вдоль псевдотетрагональной оси. При концентрациях ниже  $x = 0.2$  магнитное состояние является двухфазным и представляет собой смесь АФМ-фаз *G*- и *C*-типа. В магнитно-двухфазной области при концентрациях  $\text{Sm } x = 0.14$  и  $0.15$  индуцируемые полем переходы не являются полными, т.е. теоретическая величина намагниченности насыщения не достигается, и переходы наблюдаются в меньших полях, чем указанные выше переходы [1].

Результаты влияния легирования  $\text{CaMnO}_3$  различными редкоземельными (*P3*) ионами ( $\text{Ce}, \text{Pr}, \text{Nd}, \text{Sm}, \text{Eu}, \text{Gd}, \text{Ho}$ ) на структурные и магнитные свойства в области концентраций  $x < 0.2$  в целом подобны [2]. Исходное соединение для рассматриваемой системы манганитов с электронным легированием  $\text{CaMnO}_3$  имеет псевдокубическую структуру со слабыми орторомбическими искажениями и является АФМ *G*-типа. Неизовалентное легирование  $\text{CaMnO}_3$  приводит как к росту в антиферромагнетике *G*-типа ФМ-вклада, обусловленного двойным обменом, так и к появлению моноклинной фазы с АФМ-структурой *C*-типа, в которой ФМ-вклад отсутствует. В результате конкуренции двух тенденций спонтанный момент сначала возрастает, а затем уменьшается. Величина спонтанного момента, особенности его концентрационной зависимости определяются видом легирующего элемента, его концентрацией, ионным радиусом и валентностью [2].

Концентрационная зависимость спонтанного магнитного момента при  $T = 5 \text{ K}$  поликристаллов  $\text{CaMnO}_3$ , легированных ионами  $\text{La}^{3+}$ , в диапазоне концентраций  $0 < x < 0.2$  [3] отличается от соответствующей зависимости для образцов  $\text{CaMnO}_3$ , легированных другими трехвалентными *P3*-ионами. Максимальный спонтанный момент  $M_s$  для  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  достигается при меньшей концентрации ( $x = 0.08$ ), чем, например, для  $\text{Ca}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0.12$ ) [2], при этом величина момента ( $M_s = 0.4 \mu\text{B}/\text{Mn-ion}$ ) почти в 3 раза меньше [3]. При легировании поликристалла  $\text{CaMnO}_3$  ионами  $\text{Ce}^{4+}$  и  $\text{Th}^{4+}$  максимальный момент  $M_s = 1.1 \mu\text{B}/\text{Mn-ion}$  наблюдается при концентрации  $x \sim 0.06$ , в 2 раза меньше, чем при легировании трехвалентными *P3*-ионами (кроме  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  [3]).

В монокристаллах  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  концентрационная зависимость спонтанного момента сдвигается к меньшим концентрациям по сравнению со случаем поликристаллов, что обусловлено присутствием кислородных вакансий [4]. Свойства монокристаллов зависят от атмосферы роста, что связано с особенностями многофазного электронного и магнитного состояния манганитов с электронным легированием [4,5].

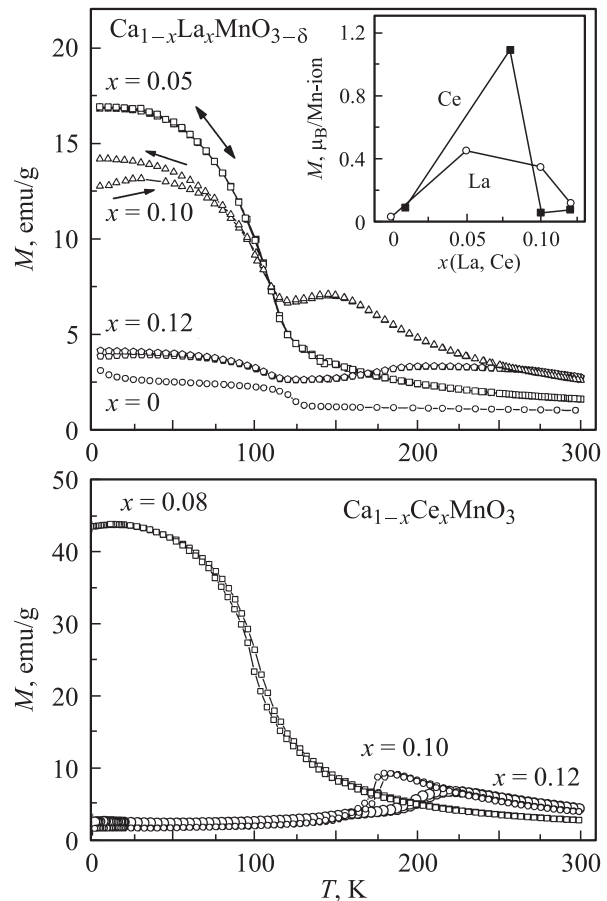
Цель настоящей работы состоит в изучении стабильности магнитного состояния монокристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ln}_x\text{MnO}_3$ , где  $\text{Ln} - \text{La}^{3+}, \text{Ce}^{4+}$ ;  $x \leq 0.12$ , в сильных магнитных полях до 350 кОе.

Монокристаллы манганитов были выращены методом бестигельной зонной плавки со световым нагревом на ростовой установке УРН-2-ЗП. Рост кристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  был проведен на воздухе со скоростью 10 мм/ч, а кристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$  — в потоке кислорода со скоростью роста 8.5 мм/ч. Составы кристаллов были выбраны из различных участков фазовой диаграммы. Данные рентгеновской дифракции для всех кристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  показывали псевдокубическую структуру при комнатной температуре. Для кристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$  с  $x = 0.08$  структура была псевдокубической, а для  $x \geq 0.10$  — моноклинной.

Измерения температурных зависимостей намагниченности в постоянном поле 50 кОе проводились на установке PPMS-9 (Quantum Design). Кривые намагничивания в импульсных полях до 350 кОе с длительностью импульса 8 мс измерялись индукционным методом в интервале температур 4.2–200 К. Чтобы избежать влияния кристаллографической текстуры на форму кривой намагничивания, монокристаллы были измельчены в порошок с размером частиц  $\sim 80 \mu\text{m}$ .

На рис. 1 показаны температурные зависимости намагниченности монокристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  из [4] и  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$ . На вставке к рис. 1 приведены концентрационные зависимости намагниченности при  $T = 4.2 \text{ K}$  в магнитном поле 50 кОе. Для удобства восприятия символы соединены линиями. Как видно из рис. 1, в намагниченности всех кристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  ниже  $T \sim 110 \text{ K}$  проявляется ФМ-вклад, который для состава с  $x = 0.05$  максимален. Согласно нейтронным данным [6], ФМ-вклад в  $G$ -фазе  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  может быть связан с ферромагнитными нанокластерами ( $\sim 10 \text{ \AA}$ ) и со скошенной спиновой структурой. Появление ФМ-вклада совпадает с температурой Нееля фазы  $G$ -типа, которая составляет 115, 110 и 108 К для монокристаллов с  $x = 0.05, 0.10$  и 0.12 соответственно [4]. Пики в температурной зависимости намагниченности при  $\sim 150 \text{ K}$  для кристалла с  $x = 0.10$  и при  $\sim 200 \text{ K}$  для  $x = 0.12$  (рис. 1) обусловлены АФМ-фазой  $C$ -типа, связанной с моноклинной орбитально упорядоченной фазой, которая появляется при той же температуре, что и  $C$ -фаза [7].

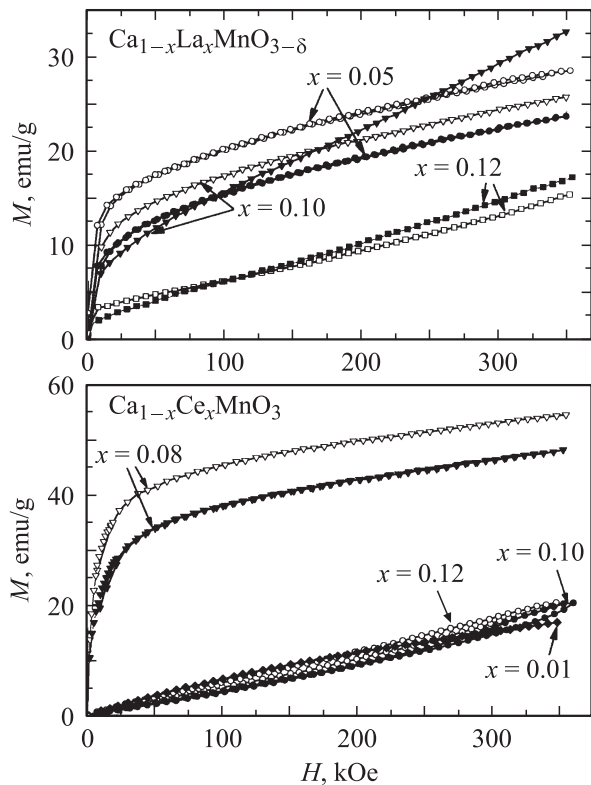
Для кристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$  ферромагнитный вклад максимален при  $x = 0.08$  (рис. 1). Кристаллы с  $x = 0.10$  и 0.12 в отличие от легированных La не



**Рис. 1.** Температурные зависимости намагниченности монокристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  и  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$  в магнитном поле 50 кОе. На вставке — концентрационные зависимости намагниченности этих систем в магнитном поле 50 кОе при  $T = 4.2 \text{ K}$ .

показывают заметного ФМ-вклада ниже  $T \sim 110 \text{ K}$ . Пики в зависимости  $M(T)$  при 185 К ( $x = 0.10$ ) и 222 К ( $x = 0.12$ ) связаны с орбитальным/зарядовым упорядочением в фазе с моноклинной структурой [8]. Согласно нейтронным и магнитным данным для поликристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$  [8], температура  $T_{\text{CO/OO}}$  и температура Нееля фазы  $C$ -типа при  $x \geq 0.10$  в общем случае не равны друг другу. В отличие от систем  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_3$  и  $\text{Ca}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$  ( $x \geq 0.10$ ) с орторомбической структурой при комнатной температуре [1,6,7] в поликристаллах цериевой системы [8], как и в случае Се-монокристаллов, наблюдается моноклинная структура. Появление моноклинной структуры у Се-образцов при комнатной температуре обусловлено малым размером ионного радиуса иона  $\text{Ce}^{4+}$  по сравнению с ионным радиусом  $\text{La}^{3+}$  или  $\text{Sm}^{3+}$ :  $r(\text{Ce}^{4+}) = 1.14 \text{ \AA}$ ,  $r(\text{La}^{3+}) = 1.36 \text{ \AA}$ ,  $r(\text{Sm}^{3+}) = 1.24 \text{ \AA}$  в двенадцатикратной координации [9].

В целом зависимости  $M(T)$  для наших монокристаллов подобны данным для поликристаллических образцов [2,3], но температуры фазовых переходов моно- и поликристаллов при одинаковой концентрации различают-



**Рис. 2.** Кривые намагничивания монокристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  и  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$  в импульсных магнитных полях при температурах  $T = 4.2$  К (светлые символы) и 77 К (темные символы).

ся; не совпадают также и концентрационные зависимости магнитного момента. Причины указанных различий для монокристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  обусловлены существенным дефицитом по кислороду [4]. Для кристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$  исходя из условий роста более вероятны дефицит по катионным подрешеткам и небольшое отклонение средней валентности Ce от +4. Известно, что валентность Ce в манганитах сильно зависит от условий приготовления [10]. Основное различие между двумя системами монокристаллов состоит в большей величине ФМ-вклада в Ca–Ce-манганитах и более резком переходе от  $G$ -фазы к АФМ-фазе  $C$ -типа (вставки на рис. 1). Это обусловлено в основном вдвое большим числом электронов при легировании  $\text{Ce}^{4+}$ , участвующих в двойном обмене.

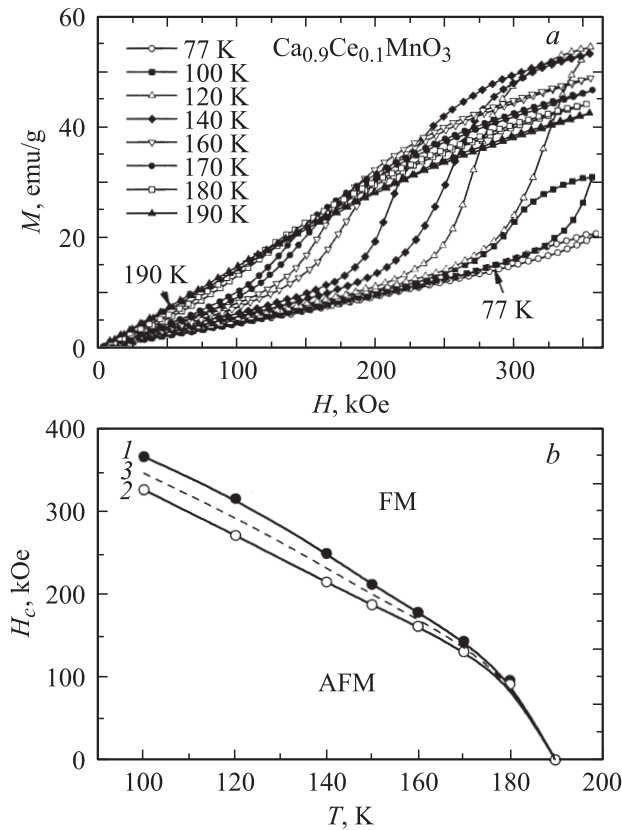
На рис. 2 представлены кривые намагничивания кристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  и  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$  в сильных импульсных магнитных полях при температурах 4.2 и 77 К. Для всех кристаллов, содержащих La, не наблюдался заметный гистерезис в режиме роста-уменьшения магнитного поля. Вначале рассмотрим составы  $x(\text{La}) = 0.05$  и  $x(\text{Ce}) = 0.08$ , в которых преобладает АФМ-фаза  $G$ -типа с ФМ-вкладом. При 4.2 К намагниченность этих кристаллов максимальна и соответственно максимален объем  $G$ -типа фазы. Кривые намагничивания  $M(H)$  для кристалла с  $x(\text{La}) = 0.05$  и

кристалла с  $x(\text{Ce}) = 0.08$  при двух температурах 4.2 и 77 К подобны. Вид зависимостей указывает на совокупность двух вкладов — ферромагнитного с величиной спонтанного момента, которую можно оценить путем экстраполяции намагниченности из области высоких полей на нулевое внутреннее поле, и антиферромагнитного вклада с характерной линейной зависимостью от поля. Спонтанный момент для состава с  $x(\text{La}) = 0.05$  составил  $0.45 \mu_B/\text{Mn-ион}$ , а для  $x(\text{Ce}) = 0.08$   $M_s = 1.15 \mu_B/\text{Mn-ион}$ . Значения намагниченности при 350 кОе для  $x(\text{Ce}) = 0.08$  оказались в 2 раза выше, чем для  $x(\text{La}) = 0.05$ .

Для кристаллов с  $x(\text{La}) = 0.10$  и  $x(\text{Ce}) = 0.10$  зависимости  $M(H)$  сильно различаются. Для  $x(\text{La}) = 0.10$  при 4.2 К вследствие сильного ФМ-вклада (рис. 1) характер зависимости  $M(H)$  аналогичен полевой зависимости намагничивания для состава с максимальным ФМ-вкладом ( $x = 0.05$ ). При температуре 77 К для  $x(\text{La}) = 0.10$  (рис. 2) наблюдается сильный линейный рост высокополевой зависимости  $M(H)$ , обусловленный значительным ФМ-вкладом и высокой восприимчивостью АФМ-фазы  $C$ -типа с температурой Нееля  $T_N = 150$  К, близкой к температуре измерений 77 К (рис. 1). Экстраполяция  $M(H)$  на нулевое значение внутреннего поля дает при 77 К величину ФМ-компоненты  $0.22 \mu_B/\text{Mn-ион}$ . В отличие от соединения с лантаном состав  $x(\text{Ce}) = 0.10$  при  $T = 4.2$  К показывает практически линейную зависимость  $M(H)$  во всей области приложенных магнитных полей (на рис. 2 не показано), характерную для АФМ. При  $T = 77$  К в области полей  $H > 300$  кОе наблюдается заметный полевой гистерезис (различие в ходе кривых  $M(H)$  при увеличении и уменьшении магнитного поля), который обсуждается далее.

Для состава с  $x(\text{La}) = 0.12$ , как видно из рис. 1, имеется небольшой ФМ-вклад при низких температурах, поэтому линейная зависимость  $M(H)$  (рис. 2) для этого образца не экстраполируется в нуль ни при 4.2, ни при 77 К. Для образца с  $x(\text{Ce}) = 0.12$  ФМ-вклад мал, зависимости  $M(H)$  практически линейны и экстраполируются в нуль как при 4.2 К (рис. 2), так и при 77 К (на рис. 2 не показано); при 4.2 К наблюдается слабый гистерезис (рис. 2).

Кристалл  $\text{Ca}_{0.9}\text{Ce}_{0.1}\text{MnO}_3$  находится на границе раздела фаз (вставка на рис. 1), поэтому можно было ожидать, что приложении сильного магнитного поля вызовет в нем переход из АФМ-фазы  $C$ -типа без ФМ-компоненты в фазу с ФМ-компонентой. Гистерезис при  $T = 77$  К в области полей  $H > 300$  кОе (рис. 2) указывает на высокое критическое поле такого перехода при низких температурах. На рис. 3, а приведены кривые намагничивания этого кристалла в магнитных полях до 350 кОе, измеренные в области температур 77–190 К. При этих температурах под действием поля наблюдается метамгнитный переход из АФМ-состояния в состояние с большой намагниченностью. Переход сопровождается значительным полевым гистерезисом, характерным для фазовых переходов первого рода. Подобный гистерезис



**Рис. 3.** *a)* кривые намагничивания монокристалла  $\text{Ca}_{0.9}\text{Ce}_{0.1}\text{MnO}_3$  в режимах роста-уменьшения поля в области температур 77–190 К. *b)* Температурная зависимость критических полей  $H_c^+$  (1),  $H_c^-$  (2) и термодинамического среднего поля перехода  $H_c = (H_c^+ + H_c^-)/2$  (3)

наблюдался ранее в [1] для  $\text{Ca}_{1-x}\text{Sm}_x\text{MnO}_3$ . Поскольку длительность импульса поля в [1] составляла 0.6 с, т. е. на два порядка больше, чем в наших экспериментах, гистерезис не может быть обусловлен эффектами магнитной вязкости. По-видимому, он связан с задержкой смещения доменных границ между АФМ и индуцированной полем ФМ фазами. Действительно, в работе [1], в которой были исследованы поликристаллические образцы, величина гистерезиса была значительно больше, чем в случае наших менее дефектных монокристаллических образцов.

Величина намагниченности образца  $\text{Ca}_{0.9}\text{Ce}_{0.1}\text{MnO}_3$  при  $T = 120$  К в поле  $H = 350$  кОе составляет  $\sim 55$  эму/г ( $1.5 \mu_B/\text{Mn}$ -ион, если считать, что четырехвалентный Се не несет магнитного момента) или 50% от теоретического значения намагниченности насыщения (рис. 3). Величина 55 эму/г равна максимальной величине намагниченности, достигаемой в АФМ-фазе  $G$ -типа при 4.2 К и 350 кОе для состава с  $x = 0.08$  (рис. 2). Температура, при которой появляются петли гистерезиса, практически совпадает с температурой максимума в температурной зависимости намагниченности  $T_{\max}(M) = 185$  К (рис. 1), а также с температурой перехода металл–изолятор  $T_{\min}(d \lg \rho/T) = 187$  К и

максимумом магнетосопротивления  $T_{\max}(\text{MR}) = 187$  К. (Данные транспортных свойств будут подробно рассмотрены в отдельной работе). Совпадение указанных температур означает, что для состава  $x(\text{Ce}) = 0.10$  температура  $T_{\text{OO/CO}}$  равна температуре Нееля фазы  $C$ -типа. Приложение магнитного поля вызывает „плавление“  $\text{OO/CO}$ , при этом ранее локализованные в упорядоченной фазе носители делокализируются, что приводит к усилению двойного обмена и росту ФМ-вклада. Вблизи перехода металл–изолятор появляется магнетосопротивление. При уменьшении температуры ниже 185 К критические поля  $H_c^+$  и  $H_c^-$ , определенные как экстремумы производных  $dM/dH$  в режиме роста и уменьшения поля, соответственно, возрастают (рис. 3, *b*). Это связано с усилением стабилизации АФМ-фазы  $C$ -типа при охлаждении, что обусловлено преобладанием сверхобмена над индуцированным полем двойным обменом. Петли гистерезиса в области температур 210–240 К в магнитных полях до 250 кОе наблюдались ранее в манганите с электронным легированием  $\text{La}_{0.2}\text{Sr}_{0.8}\text{MnO}_3$  [11].

Метамангнитный переход для кристалла  $\text{Ca}_{0.9}\text{Ce}_{0.1}\text{MnO}_3$  происходит ниже  $T_N(C) \gg T_N(G)$ . Эта ситуация отличается от метамангнитного перехода в поликристалле  $\text{Ca}_{0.85}\text{Sm}_{0.15}\text{MnO}_3$  из [1], для которого температуры Нееля  $C$ -фазы и  $G$ -фазы с ФМ-вкладом близки. Так же как наш кристалл,  $\text{Ca}_{0.85}\text{Sm}_{0.15}\text{MnO}_3$  находится на границе раздела двух фаз (см. рис. 5 в [2]), и наблюдаемый в нем при  $T = 4.2$  К метамангнитный переход является неполным [1]. Метамангнитный переход в  $\text{Ca}_{0.85}\text{Sm}_{0.15}\text{MnO}_3$  имел место в области температур ниже 120 К, критические поля при 100 К были в 3 раза меньше [1], чем для нашего образца с  $x(\text{Ce}) = 0.10$  (рис. 3). Авторы работы [1] сообщают, что эксперименты по дифракции нейтронов на образце с  $x(\text{Sm}) = 0.15$  показали рост объема орторомбической фазы до 56% в магнитном поле 60 кОе при  $T = 100$  К за счет уменьшения объема моноклинной фазы от 94 до 44%. Вероятно, в нашем случае также при приложении магнитного поля происходит изменение соотношения объемов двух структурных фаз. В моноклинной фазе магнитное состояние является антиферромагнитным  $C$ -типа, а магнитное состояние в объеме орторомбической фазы, вероятно, соответствует АФМ-фазе  $G$ -типа с ферромагнитным вкладом.

Отсутствие выраженного метамангнитного перехода в кристаллах  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  в полях до 350 кОе связано с существенно меньшей, чем в кристаллах  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$ , максимальной величиной магнитного момента (рис. 1) и, вероятно, с большими значениями критических полей ( $> 350$  кОе).

Таким образом, при исследовании магнитных свойств двух систем монокристаллов  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  и  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$  ( $x \leq 0.12$ ) показано, что в системе  $\text{Ca}_{1-x}\text{Ce}_x\text{MnO}_3$  максимальный ФМ-вклад в АФМ-фазе  $G$ -типа в 2 раза больше, чем в системе  $\text{Ca}_{1-x}\text{La}_x\text{MnO}_{3-\delta}$  и переход от  $G$ -типа фазы к фазе  $C$ -типа при легировании происходит более резко. При измерении кривых

намагничивания в импульсных полях до 350 кОе для кристалла  $\text{Ca}_{0.9}\text{Ce}_{0.1}\text{MnO}_3$  обнаружен метамагнитный переход в области температур ниже  $T_N = 185$  К, обусловленный „плавлением“ орбитально/зарядового упорядоченного состояния, т.е. делокализацией электронов и усилением вклада двойного обмена.

Авторы благодарят Л.Н. Рыбину за выращивание кристаллов.

## Список литературы

- [1] M. Respaud, J.M. Broto, H. Rakoto, J. Vanacken, P. Wagner, C. Martin, A. Maignan, B. Raveau. *Phys. Rev. B* **63**, 144 426 (2001).
- [2] A. Maignan, C. Martin, F. Damay, B. Raveau. *Chem. Mater.* **10**, 950 (1998).
- [3] J.J. Neumeier, J.L. Cohn. *Phys. Rev. B* **61**, 14 319 (2000).
- [4] Н.Н. Лошкарева, А.В. Королев, Н.И. Солин, Е.В. Mostovshchikova, С.В. Наумов, А.М. Балбашов. *ЖЭТФ* **129**, 283 (2006); N.N. Loshkareva, A.V. Korolev, N.I. Solin, E.V. Mostovshchikova, Yu.P. Sukhorukov, S.V. Naumov, A.M. Balbashov. *J. Magn. Mater.* **300**, e140 (2006).
- [5] Н.Н. Лошкарева, А.В. Королев, Т.И. Арбузова, Н.И. Солин, А.М. Балбашов, Н.В. Костромитина. *ФММ* **103**, 261 (2007).
- [6] E. Granado, C.D. Ling, J.J. Neumeier, D.N. Argyriou, J.W. Lynn, P.L. Lee. *Phys. Rev. B* **68**, 134 440 (2003).
- [7] C.D. Ling, E. Granado, J.J. Neumeier, J.W. Lynn, D.N. Argyriou. *Phys. Rev. B* **68**, 134 439 (2003).
- [8] El'ad N. Caspi, M. Avdeev, S. Short, J.D. Jorgensen, M.V. Lobanov, Z.X. Zeng, M. Greenblatt, P. Thiyagarajan, C.E. Botez, P.W. Stephens. *Phys. Rev. B* **69**, 104 402 (2004).
- [9] R.D. Shanon. *Acta Cryst. A* **32**, 751 (1976).
- [10] Б.Т. Мелех, Ю.Н. Филин, Н.Ф. Картенко, В.И. Базарев, В.В. Попов, Ю.М. Байков, В.А. Шабуров, А.Е. Совестнов, Ю.П. Смирнов, А.В. Тюнис. Тр. 5-й Междунар. конф. „Кристаллы: рост, свойства, реальная структура, применение“. ВНИИСИМС, Александров (2001). Т. 1 С. 351.
- [11] А.М. Кадомцева, Ю.Ф. Попов, Г.П. Воробьев, К.И. Камиллов, А.А. Мухин, В.Ю. Иванов, А.М. Балбашов. *ФТТ* **48**, 2014 (2006).