

Сильно коррелированные электронные системы

Температурная эволюция кластерного состояния в $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_3$

© В.А. Рыжов¹, А.В. Лазута¹, В.П. Хавронин¹, П.Л. Молканов¹, Я.М. Муковский², А.Е. Пестун²

¹ Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова, НИЦ „Курчатовский институт“, Гатчина, Россия

² Московский государственный институт стали и сплавов, Москва, Россия

E-mail: ryzhov@omrb.pnpi.spb.ru

Представлены результаты исследования транспортных и магнитных свойств монокристаллов $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_3$: ас линейной и нелинейных (второго и третьего порядка) восприимчивостей. В парамагнитной фазе обоих соединений обнаружены ферромагнитные (Ф) кластеры с близкими магнитными характеристиками. При высоких температурах регистрируются Ф-кластеры, зародившиеся в предпочтительных узлах, связанных с химическими неоднородностями. С охлаждением при определенной температуре развивается процесс однородной нуклеации кластеров. Эти две стадии наблюдаются в обоих составах. В допированном кобальтите на третьей стадии начинается коалесценция кластеров, тогда как в манганите развитие Ф-упорядочения матрицы изменяет их поведение. Указанные особенности свидетельствуют в пользу общей природы кластерного состояния в допированных кобальтитах и манганитах. Разница в поведении — следствие магнитно-активного характера матрицы в случае манганитов и нейтрального в случае кобальтитов.

1. Введение

Образование ферромагнитных (Ф) металлических (М) кластеров в допированных дырками манганитах и кобальтитах в парамагнитной фазе ниже некоторой температуры T^* является одной из форм магнитно-электронного фазового разделения, которое играет важную роль в формировании их магнитных и транспортных свойств [1–3]. Однако вопрос об общности (или различии) природы кластерного состояния в этих соединениях, выражающейся в характере его зарождения, температурной эволюции и свойствах кластеров, остается в значительной степени открытым. Ясно, что определенный сравнительный анализ поведения кластерной фазы данных систем может разрешить эту проблему.

Во многих манганитах не только установлено существование Ф-кластеров выше T_C , но и обнаружена определенная универсальность их поведения в области от T^* до T_C . Первоначально кластеры образуются на предпочтительных узлах, связанных с химическими неоднородностями (т.е. с кислородной и допинговой нестехиометрией). С понижением температуры эта стадия сменяется относительно быстрым ростом плотности изолированных кластеров (однородная нуклеация), продолжающимся почти до T_C , где начинает развиваться Ф-упорядочение матрицы [4–7]. Данный сценарий соответствует поведению манганитов с Ф-изоляционным (И) основным состоянием. Иная ситуация в допированных кобальтитах, где матрица в магнитном отношении относительно нейтральна. Их родительские соединения

(например, LaCoO_3) — немагнитные изоляторы, поскольку ион Co^{3+} в основном состоянии имеет $S = 0$. Лежащее выше состояние с конечным спином может индуцироваться термически, приводя к парамагнетизму при $T_{Sp} \sim 100$ К (спиновый переход). Второй путь — допирование двухвалентными ионами щелочно-земельных элементов (Ca, Sr...), которое не только приводит к образованию магнитного иона Co^{4+} , но и индуцирует состояние с $S \neq 0$ для окружающих ионов Co^{3+} . Общепринято, что двойной обмен между ионами Co^{3+} и Co^{4+} ведет к образованию Ф-кластеров. Допирование также понижает T_{Sp} , и при некотором его уровне $T_{Sp} = 0$. При низком допировании формируются изолированные Ф-нанообласти (~ 3 nm) в неферромагнитной полупроводниковой матрице, проявляющие при низких температурах кластерно-стекольные свойства. С увеличением допирования начинается коалесценция ФМ-кластеров, развитие которой при дальнейшем допировании обычно приводит к И–М-переходу перколяционного типа при T_{IM} и образованию дальнего магнитного порядка (переходу парамагнетик–ферромагнетик (П–Ф)) при $T_C \sim T_{IM}$. В результате допированные кобальтиты могут проявлять сходные с манганитами основные свойства: переходы П–Ф и И–М, а также значительное магнитосопротивление [3]. Описанный сценарий в значительной мере является результатом традиционных магнитных и транспортных измерений, позволяющих определить $T_C \sim T_{IM}$ и переход к режиму кластерного стекла. Однако получить информацию о поведении Ф-кластеров при температурах выше этих областей и найти T^* они не

позволяли. Только недавно это удалось сделать с помощью измерений второй гармоники намагниченности в параллельных постоянном H и переменном магнитных полях $M_2(H, T)$. В исследованиях $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ с $x = 0.18$ и 0.2 и был зарегистрирован сигнал от Φ -кластеров, оказавшийся весьма сходным с сигналом в манганитах; было показано, что развитие кластерного состояния проходит три стадии [8]. Первая связана с рождением кластеров на предпочтительных узлах, возникающих из-за вариаций в кислородной и допинговой стехиометрии. В конце этой стадии формируется сигнал регулярной формы, за который отвечают изолированные однодоменные Φ -частицы. При дальнейшем охлаждении на втором этапе сигнал (плотность кластеров) быстро нарастает в узком интервале T . Это процесс однородной нуклеации Φ -фазы. Эти две стадии совпадают с описанными выше этапами для манганитов. Третья стадия ассоциируется с коалесценцией изолированных Φ -кластеров в крупномасштабные комплексы. Она сопровождается формированием Φ -доменов. Развитие этого процесса приводит к образованию протекательной сети, ведущей к М-режиму. Описанное поведение соответствует переходу первого рода. Хорошо выраженная третья стадия наблюдалась в этих кобальтитах, поскольку они испытывали И–М-переход. Те же стадии были обнаружены в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ и $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{CoO}_3$ с $x = 0.15$ (LSCO15 и LCCO15), находящихся в И-режиме, что вело к слабой выраженности третьего этапа [9]. Как видно, эти результаты свидетельствуют в пользу общей природы кластерного состояния в допированных кобальтитах и манганитах. Наконец, был выполнен сравнительный анализ поведения Φ -кластеров в $\text{La}_{0.82}\text{Sr}_{0.18}\text{CoO}_3$ и $\text{La}_{0.83}\text{Sr}_{0.17}\text{MnO}_3$ с близким уровнем замещения одинаковым ионом, испытывающих И–М-переход вблизи T_C [10]. В этих соединениях две первые стадии формирования кластерного состояния носили сходный характер, тогда как третья различалась. В кобальтите происходила монотонно развивающаяся коалесценция Φ -кластеров с образованием Φ -доменов и перколяционной ФМ-сети. В манганите, где $T_{\text{IM}} \approx 252 \text{ K} < T_C \approx 263 \text{ K}$, наблюдалась достаточно сложная трансформация кластерного сигнала в области от T_C до T_{IM} , отражающая нетривиальный процесс формирования М-фазы при развивающемся Φ -упорядочении матрицы. Описанное поведение поддерживает предположение об общей природе кластерного состояния, основой которой является двойной обмен между магнитными ионами. Различие в температурной эволюции обусловлено свойствами матриц: магнитно-активным характером матрицы манганитов, связанным с сильным Φ -суперобменом между ее магнитными ионами, и относительно магнитно-нейтральной матрицей кобальтитов.

Как известно, поведение манганитов существенно зависит от допирующего иона. Например, в традиционно используемой для сравнения паре LaSr- и LaCa-манганитов первое соединение при совпадающих x имеет заметно более ярко выраженное М- и Φ -поведение. Или, иначе, $T_C \sim T_{\text{IM}}$ в первом составе достигается при мень-

ших x , чем во втором. Наконец, LaSr-система переходит в М-состояние при $x \sim 0.3$ и имеет существенно большее значение T_C , чем LaCa-манганит, который остается в ПИ-состоянии вплоть до $x = 0.5$ [2]. В паре LaSr- и LaCa-кобальтитов описанная тенденция выражена даже более сильно [11,12]. Задача настоящей работы — изучить воздействие иона замещения на поведение Φ -кластеров, используя пару кобальтит–манганит с допированием Ca: $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_3$ (LCCO20) и $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$ (LCMO20). Ниже комнатной температуры они имеют орторомбическую $Pbnm$ симметрию с когерентными ян-теллеровскими искажениями [12,13] и в отличие от LaSr-пары являются изоляторами.

Исследовались транспортные и магнитные свойства обоих монокристаллов: ас линейная и нелинейные (второго и третьего порядка) восприимчивости.

2. Экспериментальная часть

Монокристаллы LCCO20 и LCMO20 получались методом зонной плавки из заготовок, созданных путем твердофазного синтеза исходных материалов La_2O_3 , $\text{Mn}_2\text{O}_3/\text{Mn}_3\text{O}_4$, Co_3O_4 и CaCO_3 . Содержание элементов в образцах определялось на рентгеновском микроанализаторе „YXA-5“ фирмы Jeol (Япония), оснащенном энергодисперсионным спектрометром „Link AN10/85S“ с полупроводниковым Si(Li)-детектором. Погрешности определения элементов не превышали 3%. Рентгеноструктурный анализ установил однофазность и монокристалличность образцов. Результаты анализов показали, что образцы имеют требуемый фазовый состав (> 99% необходимой фазы) и соответствующую кристаллическую структуру. Установки для измерения ас-восприимчивостей описаны в [4]. Отметим только, что измерения второй гармоники намагниченности M_2 проводились в параллельных постоянном и гармоническом магнитных полях $H(t) = H + h \sin \omega t$ ($h < 35 \text{ Oe}$, $\omega/2\pi = 15.7 \text{ MHz}$). Выдерживалось условие $M_2 \propto h^2$, чтобы при анализе отклика использовать явное выражение для восприимчивости второго порядка кубического ферромагнетика вблизи T_C . Это позволяло контролировать вклад матрицы в манганитах. Полученные данные для M_2 приводились к одному значению h . Обе фазовые компоненты сигнала $\text{Re}M_2(H, T)$ и $\text{Im}M_2(H, T)$ регистрировались одновременно как функции постоянного магнитного поля H при разных температурах образца ($T = 98\text{--}315 \text{ K}$). Ошибка в определении температуры образца была менее 0.2 K . Использовалась симметричная относительно точки $H = 0$ развертка постоянного магнитного поля ($\pm 300 \text{ Oe}$) для детектирования полевого гистерезиса сигнала.

Линейная ас-восприимчивость измерялась при $\omega/2\pi = 95 \text{ kHz}$, третья гармоника намагниченности — при $\omega/2\pi = 20 \text{ kHz}$. Амплитуда ас-полей равнялась 0.1 и 2 Oe соответственно. Сопrotивление образцов определялось стандартным четырехконтактным методом.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

3.1. $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_3$. Данный монокристалл находится в изоляторном состоянии (рис. 1) в согласии с данными для поликристалла [14]. Температурные зависимости χ и $|M_3|$ представлены на рис. 2. Отметим следующие особенности. С понижением температуры $\chi^{(n)}(T)$ монотонно возрастают вплоть до 85 К, где $\chi'(T)$ имеет максимум. Он, скорее всего, связан с особенностями поведения Φ -кластеров в режиме коалесценции, который, согласно данным для $M_2(H, T)$ (см. далее), стартует при $T_{\text{coal}} \approx 99$ К. Обычно особенности в $M_3(T)$ позволяют определить характерные температуры магнитного поведения. В данном случае $|M_3(T)|$ медленно монотонно возрастает при охлаждении в достаточно протяженном интервале T от 115 К до 95 К и имеет „полку“ в районе от 95 до 90 К. Ниже 90 К рост заметно ускоряется при охлаждении. Сопоставление с зависимостями $M_2(H, T)$

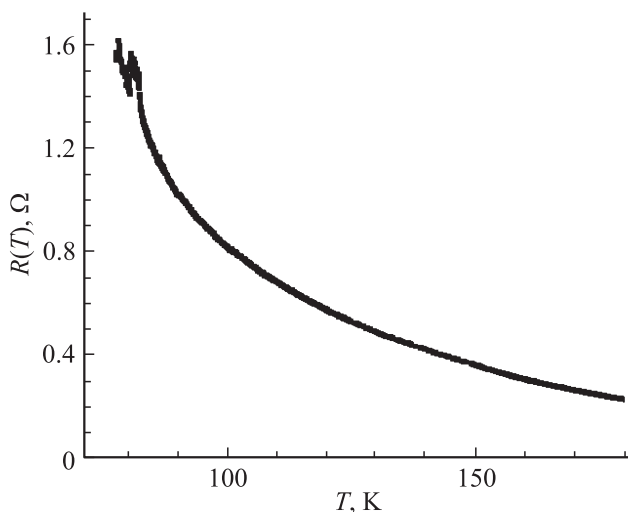


Рис. 1. Зависимость сопротивления от температуры для $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_3$.

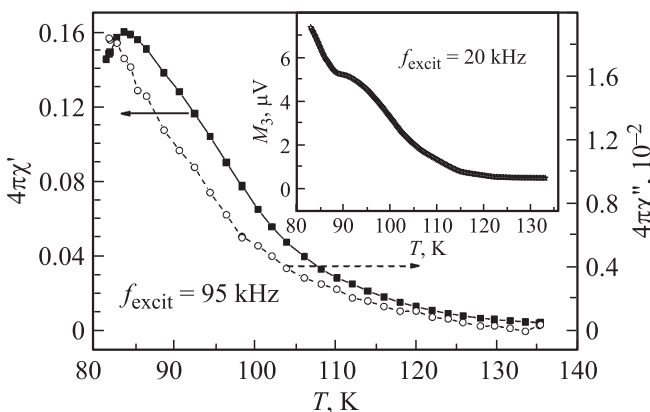


Рис. 2. Зависимость ас-восприимчивости и модуля третьей гармоники намагниченности (на вставке) от температуры для $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_3$.

(см. далее) позволяет заключить, что „полка“ связана с началом коалесценции изолированных Φ -кластеров ($T_{\text{coal}} \approx 99$ К).

Рассмотрим зависимости $M_2(T, H)$, представленные на рис. 3 для некоторых характерных температур. Присутствие H -гистерезиса — явное свидетельство сигнала от Φ -областей. При этом значение $M_2(H = 0) \neq 0$ — прямое следствие существования конечной остаточной намагниченности образца. Выраженный кластерный сигнал начинает наблюдаться ниже $T^* \approx 178$ К. Первоначально носящий нерегулярный характер, он слабо растет с понижением температуры от T^* до 150 К, где приобретает отчетливо выраженную форму, характерную для изолированного Φ -кластера (см. рис. 3 для более низкой $T = 141.3$ К). Это отмеченная выше первая стадия формирования кластеров, обусловленная химическими неоднородностями. Она заканчивается при $T^\# \approx 150$ К, где начинается быстрое увеличение сигнала. Как показано далее, сигнал, несколько трансформируясь в процессе крайне значительного роста, сохраняет форму, характерную для изолированных Φ -кластеров. Поэтому данную стадию можно связать с ростом их плотности. Отклик естественно характеризовать температурными зависимостями экстремальных значений и H -положений экстремумов, которые представлены на рис. 4. Как видно из этого рисунка, сигнал монотонно нарастает с охлаждением вплоть до максимума при 99 К. При этом H_{ext} в $\text{Re}M_2(H, T)$ и $\text{Im}M_2(H, T)$ уменьшаются, достигая минимума при 99 К, что можно объяснить некоторым увеличением размеров кластеров и их намагниченности, ниже 99 К падение H_{ext} сменяется ростом (вставка на рис. 4). В этом же интервале температур наблюдается рост $\text{Re}M_2(0)$ и $\text{Im}M_2(0)$, примерно пропорциональный росту экстремальных значений соответствующих компонент сигнала (рис. 4). На вставке к рис. 4 представлена также температурная зависимость „коэффициентного“ поля H_C для $\text{Re}M_2(H)$, определяемого равенством $\text{Re}M_2(H_C) = 0$. Данная величина служит дополнительной характеристикой температурного поведения формы гистерезисного сигнала. Некоторое ее уменьшение при охлаждении от 150 до 99 К можно объяснить тем же „одночастичным“ фактором, что и уменьшение H_{ext} . Таким образом, поведение всех существенных характеристик отклика на интервале быстрого роста 150–99 К свидетельствует об его „одночастичном“ характере. Стадия однородной нуклеации Φ -кластеров заканчивается при $T_{\text{coal}} \approx 99$ К, где начинается их объединение в крупномасштабные комплексы.

Сигнал от матрицы здесь не наблюдается. Она находится в П-режиме со слабыми Φ -корреляциями. Это будет ясно из анализа отклика манганита, где характерный сигнал матрицы сильно выражен. Отметим, что в чисто П-области ($T > 200$ К) $\chi(T)$ для исследуемого нами LCCO20 описывается выражением Кюри–Вейса с $\theta \sim 47$ К [15]. Наконец, сравнение с данными для LCCO15 ($T^\# \approx 141$ К и $T_{\text{coal}} \sim 90$ К) [9] показывает, что

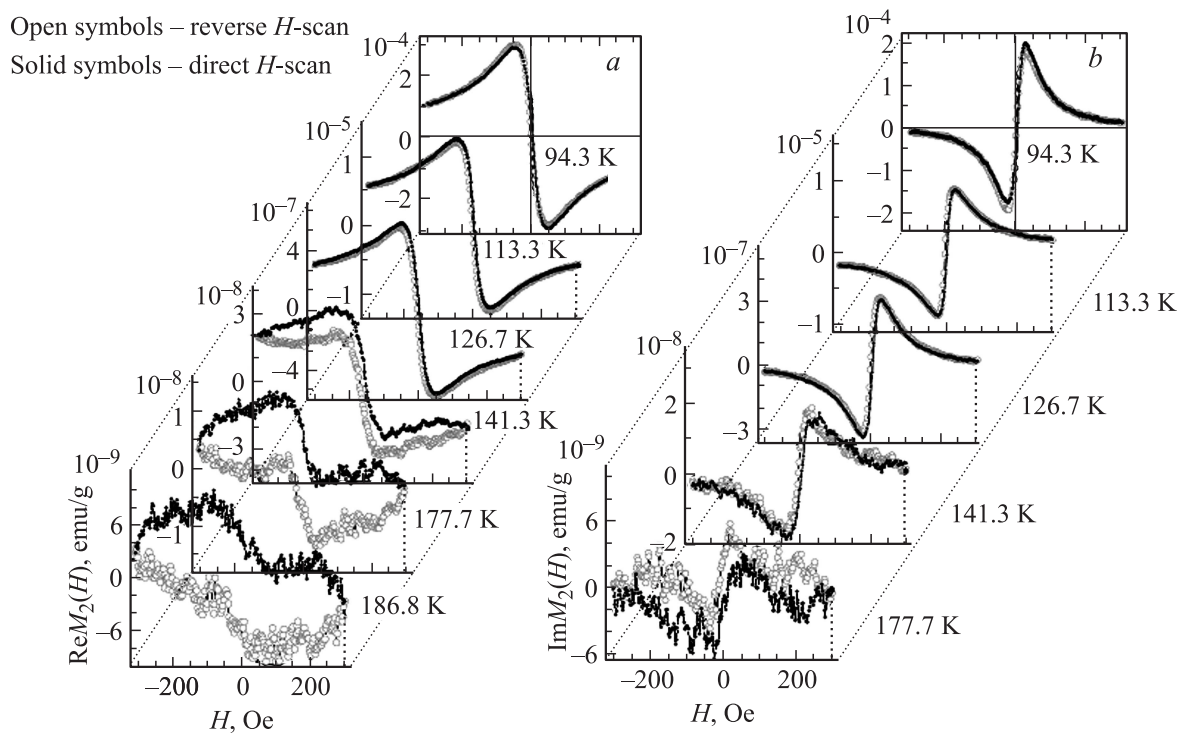


Рис. 3. Зависимости $\text{Re}M_2(H)$ (a) и $\text{Im}M_2(H)$ (b) при некоторых характерных температурах для $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_3$.

все отличие поведения Φ -кластеров ограничивается увеличением $T^\#$, T_{coal} и величины сигнала в нашем случае, что обычно происходит при увеличении допирования.

3.2. $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$. Зависимость сопротивления от температуры, приведенная на рис. 5, b, указывает на диэлектрический характер соединения, имеет характерную особенность в окрестности T_C и совпадает с полученной ранее в [16]. На рис. 5 представлены температурные зависимости фазовых составляющих χ и $|M_3|$. Температура максимума $|M_3|(T)$ при наибольшей температуре определяет $T_C \approx 177$ K. Поведение $\chi'(\tau)$ ($\tau = (T - T_C)/T_C$) при $\tau > 0.04$ соответствует изотропному 3D-ферромагнетизму $\chi'(\tau) \propto 1/\tau^\gamma$ с $\gamma \approx 4/3$ (вставка на рис. 5, a).

Рассмотрим зависимости $M_2(T)$, представленные на рис. 6. Для поведения системы, испытывающей фазовый переход второго рода, в далекой парамагнитной области $M_2 \propto H$, и только вблизи T_C при переходе к режиму сильного поля ($g\mu H \sim T_C \tau^{5/3}$) зависимость $M_2(H)$ становится нелинейной. Для $H = 300$ Oe это происходит при $T - T_C \approx 1$ K, и практически во всей критической П-области вклад от матрицы, возрастая с приближением к T_C , остается линейным по H . На рис. 6, b для $\text{Im}M_2$ он отчетливо выражен на первых трех графиках начиная с $T = 233.6$ K. Видно, что с охлаждением формируется и растет характерный гистерезисный отклик от Φ -кластеров, сосредоточенный вблизи $H = 0$. С понижением температуры до T_C сигнал трансформируется в соответствии с величинами вкладов от П-матрицы и кластеров. При интерпретации поведения $M_2(H)$ ниже T_C учтем, что кластерный сигнал может наблюдаться пока есть

контраст между намагниченностями матрицы и кластеров, а отклик от матрицы в слабых полях в Φ -фазе связан с движением доменных стенок. Из сравнения зависимостей (рис. 6, b) при $T = 170$ и 161 K видно, что в последнем сигнале доминирует вклад от движения доменных стенок в близком к однородному Φ -состоянии. Первый содержит заметный вклад от кластеров. Компонента $\text{Re}M_2(H)$ демонстрирует сходное поведение (рис. 6, a). Здесь вклад от матрицы ясно выражен

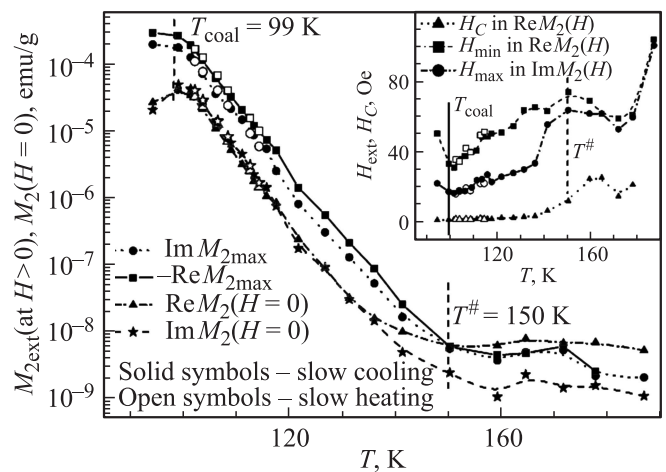


Рис. 4. Зависимость экстремумов компонент сигнала и величин $\text{Re}M_2(0)$, $\text{Im}M_2(0)$ от температуры для $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{CoO}_3$. На вставке показаны значения положений экстремумов в поле и коэрцитивного поля H_C ($\text{Re}(H_C) = 0$) как функции температуры.

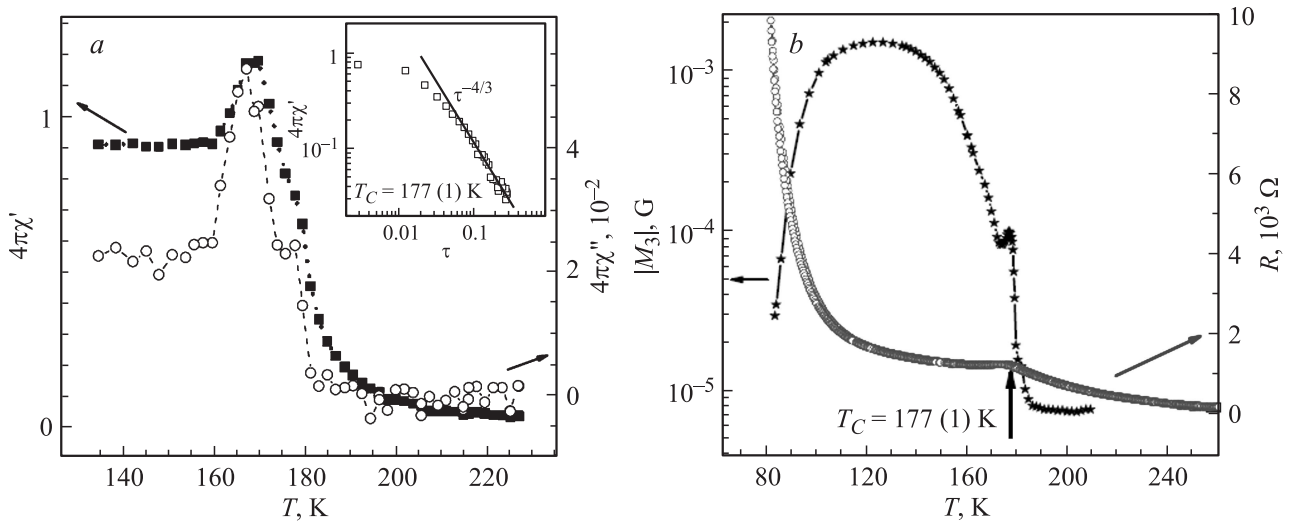


Рис. 5. Температурные зависимости линейной восприимчивости (а), сопротивления и модуля третьей гармоники намагниченности (b) для $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$. На вставке — $\chi'(\tau)$ и ее аппроксимация степенной функцией.

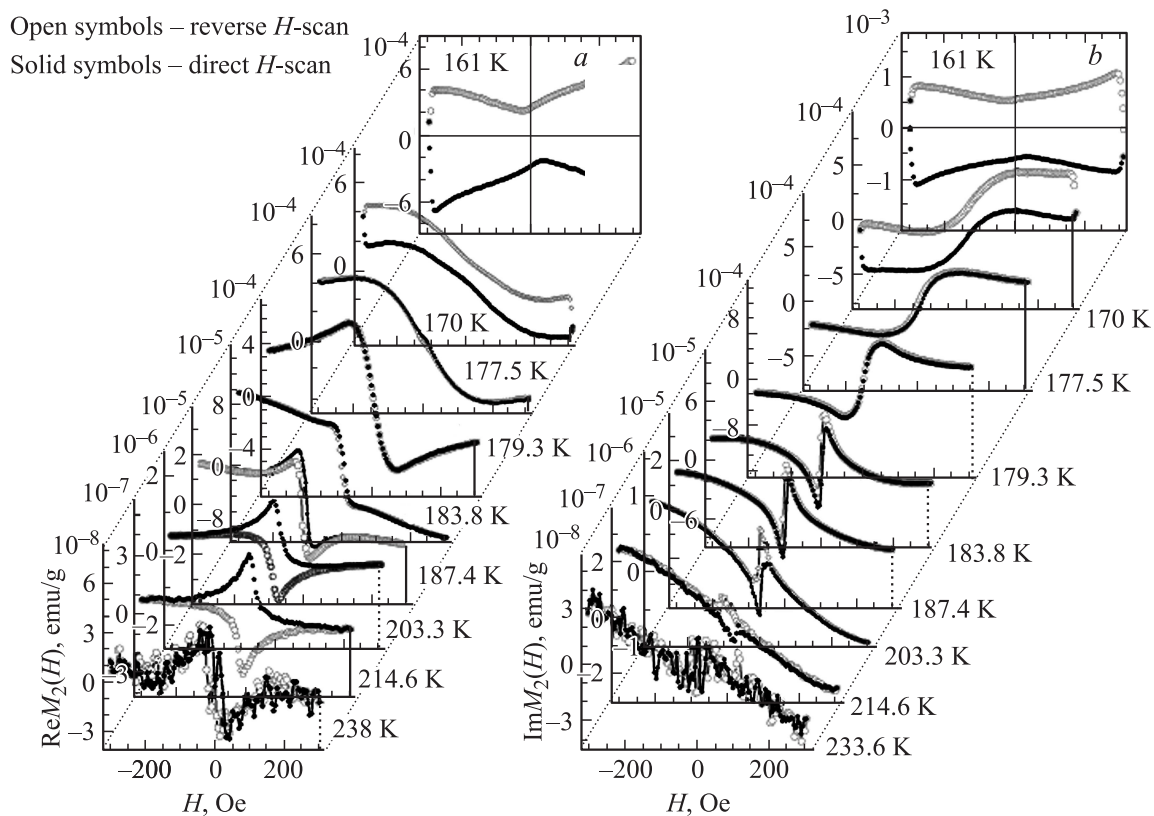


Рис. 6. Зависимости $\text{Re}M_2(H)$ (a) и $\text{Im}M_2(H)$ (b) при некоторых характерных температурах для $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$.

при $T = 183.8$ K, где преобладающий в больших полях отклик матрицы приводит к двум примерно линейным H -зависимостям с изломом.

Обсудим детальнее температурную эволюцию отклика в П-области начиная с температурной зависимости сигнала матрицы. Поскольку сигнал от кластеров сосредоточен в слабом поле и быстро падает с его

увеличением, рассмотрим $\text{Re}M_2(H, T)$ при $H = 200$ Oe, где доминирует матрица. Как видно из рис. 7, увеличение $\text{Re}M_2(T, H = 200 \text{ Oe})$ более чем на два порядка хорошо описывается степенной зависимостью, давая критический индекс M_2 , соответствующий изотропному 3D-ферромагнетизму в режиме слабого поля $M_2 \propto H/\tau^{\gamma_2}$ ($\gamma_2 \approx 14/3$).

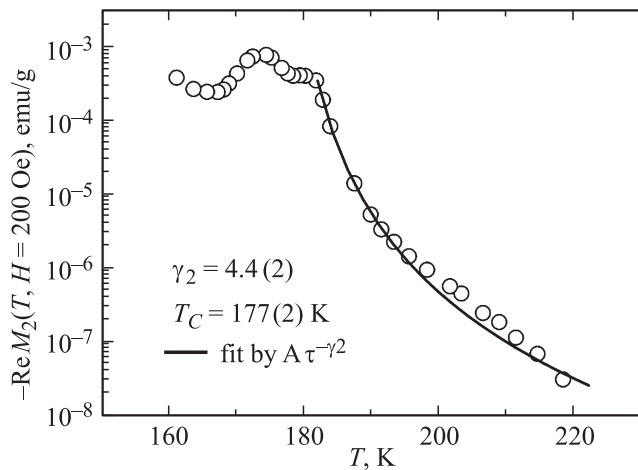


Рис. 7. Зависимость от температуры $-\text{Re}M_2$ при $H = 200$ Oe и ее аппроксимация степенной функцией (сплошная линия) для $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$.

Перейдем к $\text{Im}M_2$. Слабый кластерный сигнал ($\sim 10^{-8}$ emu/g) начинает наблюдаться при $T^* \sim 290$ K. Он практически не растет с понижением температуры и связан с химическими неоднородностями. При

$T \sim 240$ K к нему добавляется вклад от матрицы, и ниже 240 K образуется смешанный отклик, примеры которого приведены на рис. 6, *b* (233.6 и 214.6 K). Новый сигнал, обусловленный однородной нуклеацией кластеров, формируется при $T^\# \approx 215$ K (где он превосходит „примесный“), ниже которой наблюдается его сильный рост. Первоначально вклад матрицы заметно модифицирует форму кластерного отклика, что отражается в уменьшении H_{max} при охлаждении от $T^\#$ до $T \approx 202$ K (рис. 8, *b*). В интервале 184–202 K наблюдается характерный чисто кластерный сигнал, который сильно растет, сохраняя форму (фиксированное поле H_{max}) (рис. 8). Компонента $\text{Im}M_2(0)$ изменяется пропорционально $\text{Im}M_{2\text{max}}$ (рис. 8, *a*). Поскольку она определяется только Φ -кластерами, начало ее роста сравнительно легко определяется и совпадает с температурой $T^\#$, найденной выше. Ниже 183 K сигнал начинает существенно трансформироваться из-за вклада матрицы, что отражается в росте H_{max} (рис. 8, *b*). Наконец, отклик достигает максимума в точке $T_C \approx 177$ K (вставка на рис. 8, *a*). Поведение смешанного сигнала ниже T_C описано выше. В определенной мере оно характеризуется температурными зависимостями $\text{Im}M_{2\text{max}}$ и H_{max} (рис. 8).

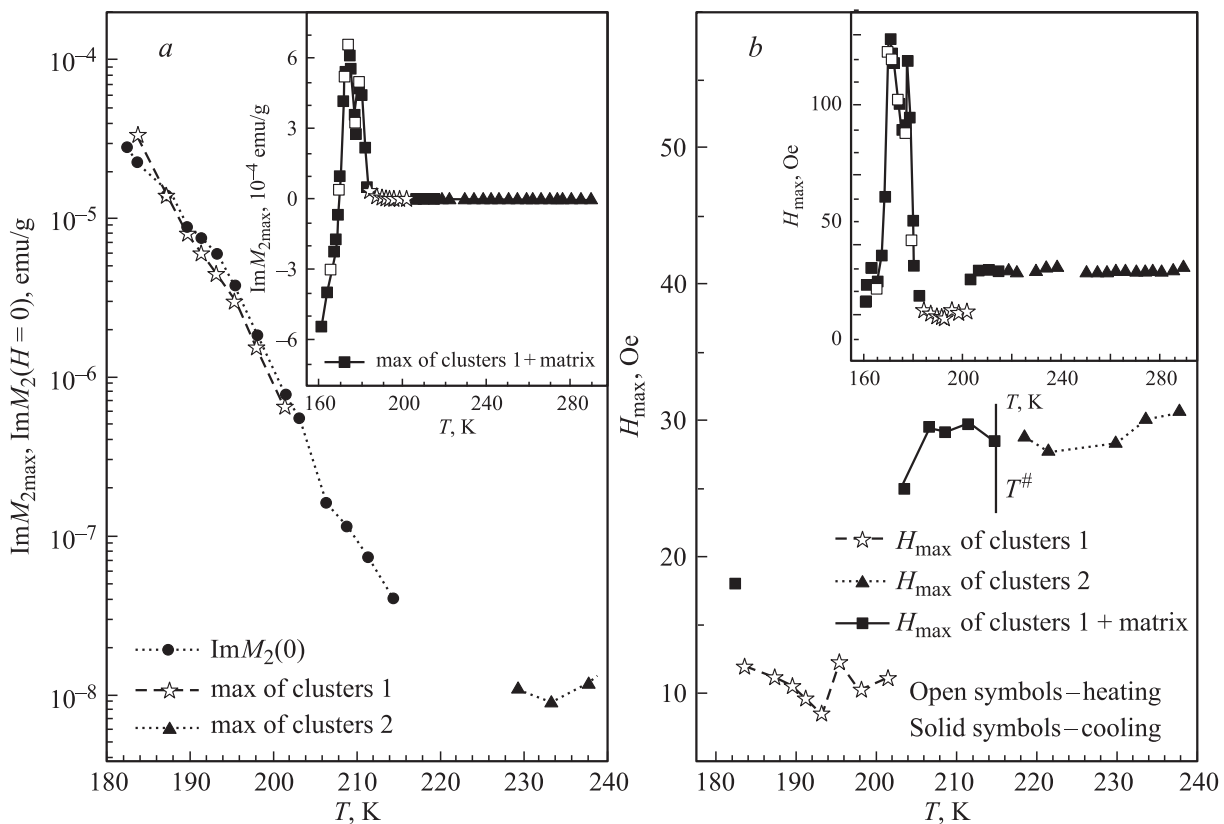


Рис. 8. *a*) Температурные зависимости максимума $\text{Im}M_2(H)$ и $\text{Im}M_2(0)$ для $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$. Треугольники — максимум сигнала от Φ -кластеров, связанных с химическими неоднородностями. Звездочки — максимум отклика кластеров, когда он доминирует в режиме нуклеации. На вставке — зависимость $\text{Im}M_2(H)$ во всем интервале измерений. Квадраты — максимум смешанного сигнала матрицы и кластеров. *b*) Зависимость от температуры положения максимума $\text{Im}M_2(H)$ соответствующих сигналов в ограниченном и полном интервале измерений (вставка).

Кратко рассмотрим сходную с предыдущей температурную эволюцию $\text{Re}M_2(H)$ (рис. 9). Слабый „примесный“ сигнал наблюдается в области от $T^* \sim 290$ К до $T^\# \approx 220$ К. В окрестности $T^\#$ происходит трансформация сигнала, связанная с началом однородной нуклеации кластеров (рис. 9, окрестность 220 К). В интервале от $T^\#$ до $T \approx 198$ К наблюдается смешанный отклик с быстро увеличивающимся кластерным сигналом, модифицированным вкладом матрицы (резкое уменьшение H_{\min}) (рис. 9). В интервале 187–198 К преобладает чисто кластерный сигнал с фиксированными H_{\max} и H_C . Отметим, что компонента $\text{Re}M_2(H)$ кластерного сигнала в начале его развития изменяется матрицей заметно сильнее, чем $\text{Im}M_2(H)$. Так, при $T = 210$ К величина H_{\min} сравнима с границей развертки поля. Это связано с тем, что кластерный отклик $\text{Re}M_2(H)$ центрирован при $H_{\min} \approx 25$ Ое (рис. 9, *b*), а $\text{Im}M_2(H)$ — при $H_{\max} \approx 10$ Ое (рис. 8, *b*). Сигнал тем сильнее модифицируется линейным вкладом матрицы, чем больше значение его экстремума. Далее, в узком интервале 182–187 К отклик не имеет максимума (рис. 6, *a*, 183.8 К). Ниже 182 К наблюдается смешанный сигнал, достигающий максимума в точке $T_C \approx 177$ К, где его положение H_{\min} испытывает минимум. Компонента

$\text{Re}M_2(0)$, определяемая исключительно Φ -кластерами, возрастает примерно пропорционально $-\text{Re}M_{2\min}$ в интервале от 218 до 187 К, где достигается первый максимум (рис. 9, *a*). Основной максимум возникает в точке T_C (это становится ясным при увеличении температурного масштаба). Стадия нуклеации завершается вблизи T_C , ниже которой идет формирование однородного Φ -состояния, обусловленное развитием Φ -упорядочения матрицы.

4. Заключение

Полученные результаты продемонстрировали существование Φ -кластеров с близкими магнитными характеристиками в Π -матрицах LCCO20 и LCMO20 . В обеих системах две первые стадии зарождения и развития кластерного состояния, главная из которых однородная нуклеация, совпадают. Третья стадия различается. В LCCO20 начинается коалесценция кластеров, тогда как в LCMO20 она не наблюдается, поскольку развитие Φ -упорядочения матрицы изменяет температурную эволюцию Φ -кластеров. Указанные особенности свидетельствуют в пользу общей природы кластерного состояния в допированных кобальтитах и марганитах. Разница в

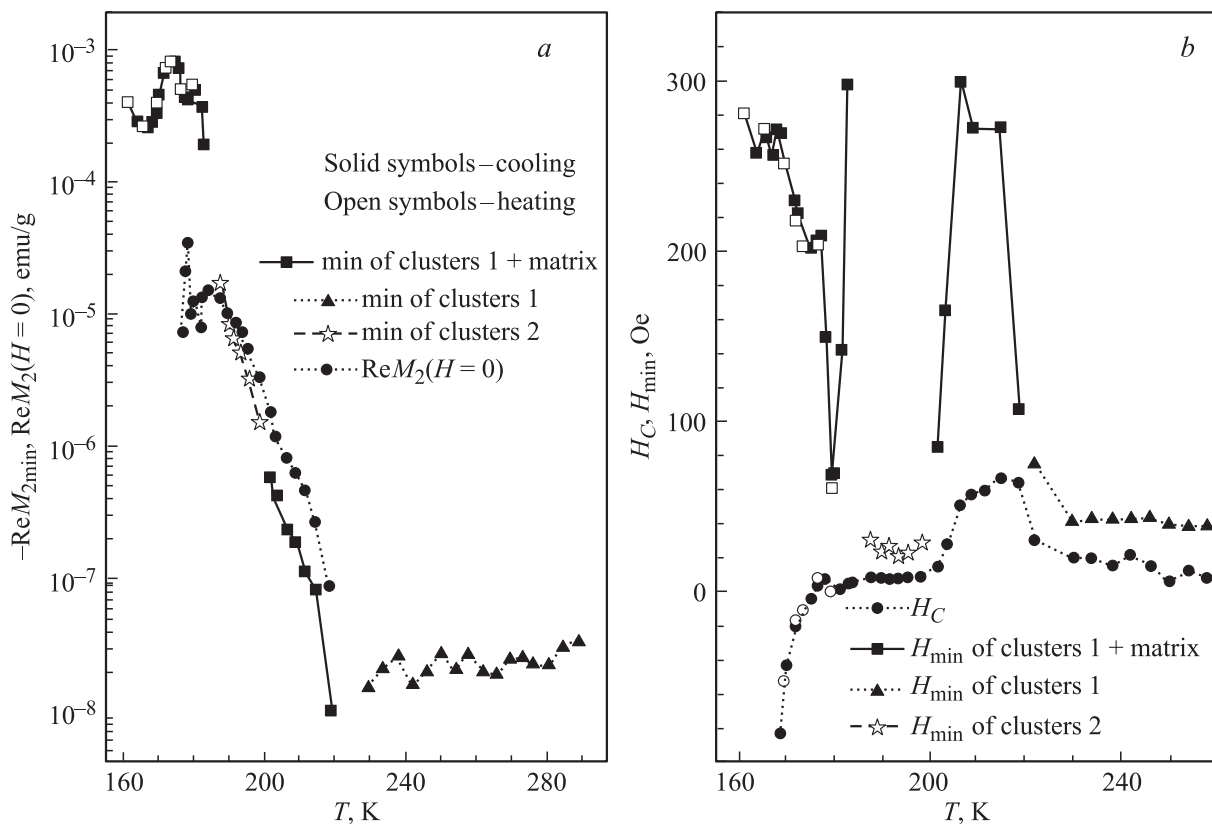


Рис. 9. *a*) Температурная зависимость минимума $\text{Re}M_2(H)$ и $\text{Re}M_2(0)$ для $\text{La}_{0.8}\text{Ca}_{0.2}\text{MnO}_3$. Треугольники — минимум сигнала от Φ -кластеров, связанных с химическими неоднородностями. Звездочки — минимум отклика кластеров, когда он доминирует в режиме нуклеации. Квадраты — минимум смешанного сигнала матрицы и кластеров. *b*) Зависимость от температуры положения минимума $\text{Re}M_2(H)$ соответствующих сигналов и „коэрцитивного“ поля H_C ($\text{Re}(H_C) = 0$).

поведении Φ -кластеров обусловлена магнитно-активным характером матрицы в случае манганитов и относительно нейтральным в случае кобальтитов. Таким образом, настоящая работа подтвердила вывод, сделанный при изучении LaSr-пары манганит–кобальтит.

Список литературы

- [1] E. Dagotto. *New J. Phys.* **7**, 67 (2005).
- [2] E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
- [3] Н.Б. Иванов, С.Г. Овчинников, М.М. Коршунов, И.М. Еремин, Н.В. Казак. *УФН* **179**, 837 (2009).
- [4] В.А. Рыжов, А.В. Лазута, И.Д. Лузянин, И.И. Ларионов, В.П. Хавронин, Ю.П. Черненко, И.О. Троянчук, Д.Д. Халывин. *ЖЭТФ* **121**, 678 (2002).
- [5] V.A. Ryzhov, A.V. Lazuta, V.P. Khavronin, I.I. Larionov, I.O. Troaynchuk, D.D. Khalyavin. *Solid State Commun.* **130**, 803 (2004).
- [6] V.A. Ryzhov, A.V. Lazuta, I.A. Kiselev, V.P. Khavronin, P.L. Molkanov, I.O. Troaynchuk, S.V. Trukhanov. *J. Magn. Magn. Mater.* **300**, e159 (2006).
- [7] A.V. Lazuta, V.A. Ryzhov, I.A. Kiselev, Yu.P. Chernenkov, O.P. Smirnov, P.L. Molkanov, I.O. Troaynchuk, V.A. Khomchenko. *Functional Mater.* **15**, 178 (2008).
- [8] A.V. Lazuta, V.A. Ryzhov, A.I. Kurbakov, V.P. Khavronin, P.L. Molkanov, Ya.M. Mukovskii, A.E. Pestun, R.V. Privezentsev. *Solid State Phenom.* **168–169**, 457 (2011).
- [9] A.V. Lazuta, V.A. Ryzhov, A.I. Kurbakov, V.P. Khavronin, P.L. Molkanov, Ya.M. Mukovskii, A.E. Pestun, R.V. Privezentsev. *Solid State Phenom.* **190**, 679–682 (2012).
- [10] V.A. Ryzhov, A.V. Lazuta, P.L. Molkanov, V.P. Khavronin, A.I. Kurbakov, V.V. Runov, Ya.M. Mukovskii, A.E. Pestun, R.V. Privezentsev. *J. Magn. Magn. Mater.* **324**, 3432 (2012).
- [11] D. Samal, P.S. Anil Kumar. *J. Phys.: Cond. Matter* **23**, 016 001 (2011).
- [12] M. Kriener, M. Braden, H. Kiersper, D. Senff, O. Zabara, C. Zobel, T. Lorenz. *Phys. Rev. B* **79**, 224 104 (2009).
- [13] M. Pissas, I. Margiolaki, G. Papavassiliou, D. Stamopoulos, D. Argyriou. *Phys. Rev. B* **72**, 064 425 (2005).
- [14] M. Kriener, C. Zobel, A. Reichl, M. Cwik, K. Berggold, H. Kiersper, O. Zabara, A. Freimuth, T. Lorenz. *Phys. Rev. B* **69**, 094 417 (2004).
- [15] H. Szymczak, M. Baran, G.-J. Babonas, R. Diduszko, J. Fink-Finowicki, R. Szymczak. *J. Magn. Magn. Mater.* **285**, 386 (2005).
- [16] P. Dai, J.A. Fernandez-Baca, N. Wakabayashi, E.W. Plummer, Y. Tomioka, Y. Tokura. *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2553 (2000).