

Электрические и магнитные свойства свинец-замещенных ферриманганитов лантана

© В.В. Парфенов, Ш.Ш. Башкиров, А.А. Валиуллин, А.В. Аверьянов

Казанский государственный университет,
420008 Казань, Россия

E-mail: Viktor.Parfenov@ksu.ru

(Поступила в Редакцию 15 декабря 1999 г.)

Представлены результаты исследования температурных зависимостей электропроводности, термоэдс и магнитосопротивления, а также сведения о магнитной микроструктуре, полученные методом ЯГР-спектроскопии, монокристаллов свинец-замещенных ферриманганитов лантана. Для одного из образцов обнаружены инверсия знака магнитосопротивления с ростом температуры и "гигантское" положительное магнитосопротивление, квадратичное по полю и имеющее максимум на температурной зависимости.

Работа выполнена при поддержке Миннауки РФ (грант № 01.960.010018).

Выполнены измерения температурных зависимостей некоторых электрофизических параметров и магнитной восприимчивости, получены мессбауэровские спектры двух образцов свинец-замещенных ферриманганитов лантана (см. таблицу). Основным отличием данных образцов от исследовавшихся во многих работах (см., например, [1]) диамагнитно-замещенных манганитов РЗЭ является замещение части ионов Mn^{3+} на ионы Fe^{3+} в 3d-подрешетке. Второе важное отличие — оба исследованных образца являются монокристаллами, в то время как в большинстве упомянутых выше работ измерения выполнены на образцах, приготовленных по керамической технологии или тонких пленках. Это обстоятельство весьма существенно, так как для некоторых моделей, призванных описать необычные кинетические явления в манганитах, предположение о структурном несовершенстве поликристаллических образцов является принципиальным [2].

Измерения магнитной восприимчивости, выполненные при комнатной температуре, показали, что для обоих кристаллов восприимчивость $\chi < 10^{-4}$. Этот результат является неожиданным, так как например по данным [1], близкое по величине диамагнитного замещения к нашим образцам соединение $La_{0.6}Pb_{0.4}MnO_3$ — ферромагнетик с $T_c = 370$ К. С целью уточнения характера магнитного упорядочения при $T = 295$ К получены ЯГР-спектры кристаллов. Для первого образца (рис. 1, а) наблюдается магнитная сверхтонкая структура мессбауэровского спектра. В результате обработки спектра получено два секстета с эффективными полями $H_{eff}(1) = 515$ и $H_{eff}(2) = 505$ кОе. Вкупе с малой величиной магнитной восприимчивости данные ЯГР-спектроскопии говорят об антиферромагнитном упорядочении в образце 1. Для второго кристалла при $T = 295$ К ЯГР-спектр представляет парамагнитный дублет (рис. 1, б).

Электрические свойства изученных нами ферриманганитов также существенно отличаются от электрических свойств манганитов $La_{1-x}D_xMnO_3$ ($D = Ca^{2+}, Sr^{2+}, Pb^{2+}, \dots$). При той же степени диамагнитного замещения удельное сопротивление ферриманганитов на не-

сколько порядков выше, чем манганитов (таблица), а полупроводниковый характер электропроводности наблюдается и для магнитоупорядоченного образца 1, и для парамагнитного образца 2 во всем изученном диапазоне температур (290–700 К). Знак термоэдс обоих образцов соответствует дырочному типу проводимости, но если для первого образца термоэдс практически не меняется с температурой, то для второго имеет максимум при 370 К. Приблизительно при той же температуре для этого образца наблюдается изменение энергии активации электропроводности (таблица).

Разительное отличие электрических свойств изученных нами образцов и близких к ним по степени диамагнитного замещения редкоземельных манганитов может быть, по нашему мнению, объяснено на основе развитой в [1] модели магнитно-двухфазного состояния таких объектов. Если для РЗЭ манганитов при концентрации двухвалентных ионов Ga, Pb и т.п., равной 0.3 на формальную единицу, основной магнитной фазой является ферромагнитная фаза с высокой проводимостью, то при замещении части ионов Mn^{3+} на ионы Fe^{3+} в 3-d подрешетке в образцах стабилизируется антиферромагнитная "диэлектрическая" фаза с включениями ферромагнитной в виде небольших кластеров—"ферронов". Причиной этого может являться, например, большая величина косвенного обменного взаимодействия в цепочках Fe–O–Fe и Fe–O–Mn по сравнению с обменным взаимодействием Mn–O–Mn [3].

Электрофизические параметры исследованных образцов

№	Состав	E_a , eV	Θ , $\mu V/K$	R , $k\Omega \cdot cm$
1	$La_{0.67}Pb_{0.33}Mn_{0.63}Fe_{0.37}O_3$	0.24	26	8.02
2	$La_{0.67}Pb_{0.33}Mn_{0.78}Fe_{0.22}O_3$	0.14 0.25	250*	5.95
3	$LaMnO_3^{**}$	—	—	0.2
4	$La_{0.6}Sr_{0.4}MnO_3^{**}$	—	—	10^{-6}

* — указана величина коэффициента термоэдс Θ в максимуме.

** — по данным работы [1].

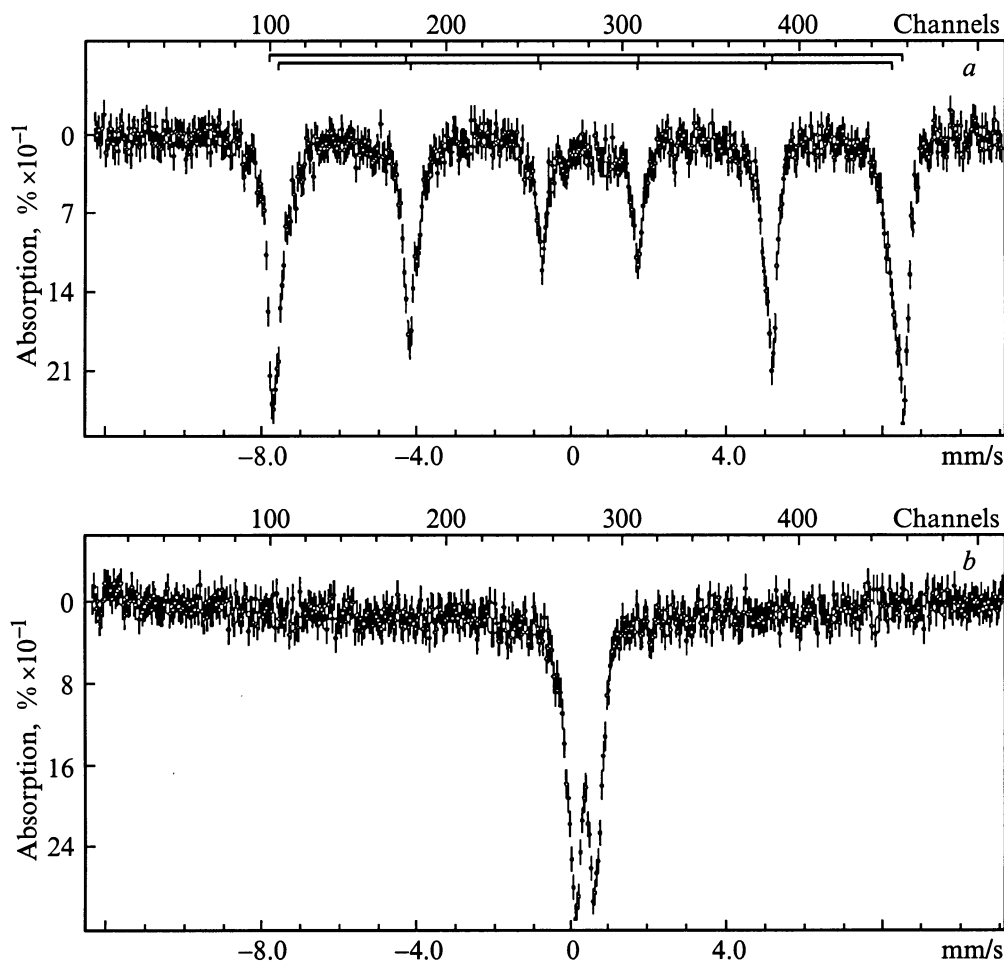


Рис. 1. Мессбауэровские спектры исследованных образцов. *a* — образец 1, *b* — образец 2.

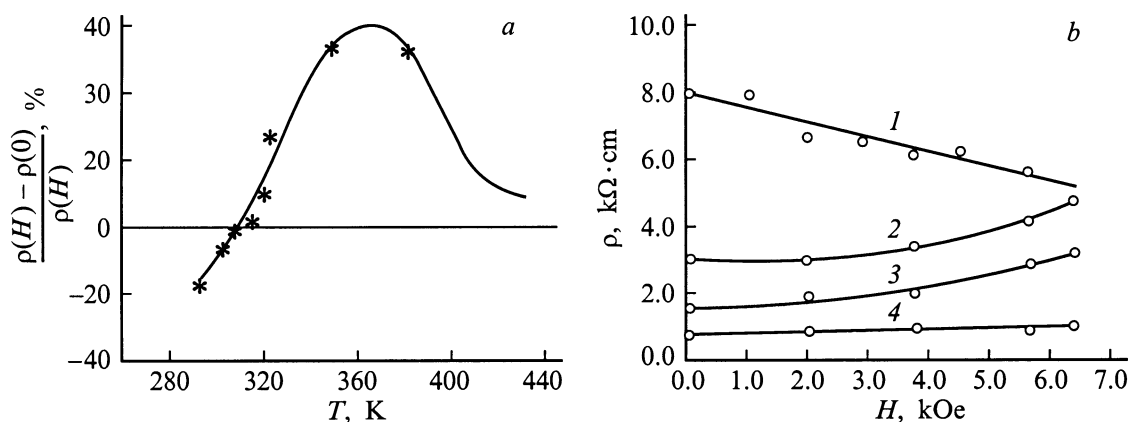


Рис. 2. Магнитосопротивление образца 1. *a* — температурная зависимость, *b* — зависимость удельного сопротивления от магнитного поля. 1 — 290, 2 — 345, 3 — 382, 4 — 427 К.

Необычно ведет себя и магнитосопротивление. Измерения этого параметра были выполнены в магнитных полях 0–7 кОе при температурах от комнатной до 500 К. Для количественного описания эффекта магнитосо-

противления нами выбрано отношение разности удельного сопротивления во внешнем поле и без него к сопротивлению во внешнем поле, применяемое обычно для описания эффекта гигантского магнитосопротивления (ГМС).

Для образца $\text{La}_{0.67}\text{Pb}_{0.33}\text{Mn}_{0.78}\text{Fe}_{0.22}\text{O}_3$ во всем диапазоне магнитных полей и температур измерения показали рост сопротивления в магнитном поле, т.е. положительное магнитосопротивление. Величина его при всех значениях температур (290–500 К) и магнитных полей не превышала 4%, т.е. ни о каком "гигантском" магнитосопротивлении говорить не приходится.

Для образца $\text{La}_{0.67}\text{Pb}_{0.33}\text{Mn}_{0.63}\text{Fe}_{0.37}\text{O}_3$ наблюдается принципиально иная картина (рис. 2). При комнатной и близкой к ней температурах магнитосопротивление отрицательно имеет величину если не гигантскую, то все же превосходящую на порядок магнитосопротивление немагнитных полупроводников. С ростом температуры наблюдается уменьшение магнитосопротивления по абсолютной величине и при $T = 310$ К наблюдается инверсия знака магнитосопротивления. При температуре выше 310 К магнитосопротивление положительно, достигает максимума при $T = 365$ К, а затем убывает. Величина положительного магнитосопротивления в максимуме достигает $\sim 100\%$. Насколько мы можем судить, наши результаты являются первым экспериментальным наблюдением положительного магнитосопротивления в оксидных магнетиках с величиной магнитосопротивления, превышающей на 2 порядка типичную величину эффекта в "классических" полупроводниках.

Что касается теоретического обоснования эффекта ГМС в манганитах и родственных им соединениях, то и здесь в большинстве работ [1] внимание уделяется поведению электрических параметров образца в области температур ниже температуры Кюри (Нееля), где магнитосопротивление отрицательно. И только в [4] предпринята попытка в рамках единого подхода описать поведение электрических параметров магнитного полупроводника и в спин-волновой, и в парамагнитной областях. Для описания взаимосвязи электрических свойств образца и магнитного упорядочения в [4] вводится магнитоэлектрический параметр Γ , который модифицирует величину диэлектрической проницаемости образца ε

$$\zeta = \varepsilon(1 - \Gamma), \quad (1)$$

где ζ — "эффективная" диэлектрическая проницаемость. В дальнейшем именно эта величина входит в выражение для плотности состояний в "хвостах" зон и в формулу для концентрации носителей заряда

$$n \sim g(\zeta), \quad (2)$$

а также в выражение для времени релаксации импульса носителей τ

$$\tau \sim \zeta^2. \quad (3)$$

Поскольку удельное сопротивление является функцией концентрации носителей и времени τ , то и само оно будет зависеть от Γ . В магнитоупорядоченном образце

$$\Gamma \sim T \sim H^{-2}, \quad (4)$$

т.е. с ростом внешнего поля параметр Γ , а значит, и удельное сопротивление образца ρ монотонно убывают.

В результате магнитосопротивление образца отрицательно и линейно зависит от поля, что и наблюдается для образца 1.

Напротив, в парамагнитной области магнитоэлектрический параметр растет с полем по квадратичному закону (пропорционально квадрату магнитного момента M), приводя к положительному магнитосопротивлению в образце,

$$\Gamma \sim \chi M^2. \quad (5)$$

С ростом температуры в парамагнитной области параметр Γ должен уменьшаться вследствие убывания магнитной восприимчивости образца χ . Магнитосопротивление при этом, пройдя через максимум и оставаясь положительным, будет убывать по абсолютной величине, что и наблюдается экспериментально для образца 2 во всем изученном диапазоне температур, а для образца 1 — при температурах выше точки инверсии знака магнитосопротивления.

Список литературы

- [1] Э.Л. Нагаев. УФН **166**, 8, 833 (1996).
- [2] Н.И. Солин, А.А. Самохвалов, С.В. Наумов. ФТТ **40**, 10, 1881 (1998).
- [3] Ш.Ш. Башкиров, А.Б. Либерман, В.И. Сиянский. Магнитная микроструктура ферритов. Изд-во Казан. ун-та, Казань (1978). 181 с.
- [4] Э.Л. Нагаев. ФТТ **39**, 9, 1589 (1997).