

Сжимаемость  $YBa_2Cu_3O_{7-x}$  в ромбической ( $x=0.1$ )  
и тетрагональной ( $x=0.6$ ) фазах

| Фаза           | $-\frac{1}{c} \frac{\Delta c}{\Delta P}, 10^{-3} \text{ ГПа}^{-1}$ | $-\frac{1}{a} \frac{\Delta a}{\Delta P}, 10^{-3} \text{ ГПа}^{-1}$ | $-\frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta P}, 10^{-3} \text{ ГПа}^{-1}$ |
|----------------|--|--|--|
| Ромбическая    | $2.3 \pm 0.3$  | $1.7 \pm 0.2$  | $5.7 \pm 0.6$  |
| Тетрагональная | $4.5 \pm 0.5$  | $2.2 \pm 0.3$  | $8.9 \pm 1.1$  |

ными и данными [5] выходят за пределы экспериментальной ошибки. Учитывая, что по нашим результатам сжимаемость сильно зависит от содержания кислорода, не исключено, что расхождения экспериментальных данных связаны с различием кислородного состава.

Таким образом, полученные результаты указывают на определяющее влияние кислородного каркаса на сжимаемость оксидных керамик.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Wu M. K., Ashburn J. R., Torgn C. J. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 9, p. 908—910.
- [2] Hor P. H., Gao L., Meng R. L. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, vol. 58, N 9, p. 911—912.
- [3] Kamarad J., Arnold Z., Pollert E. Phys. St. Sol. (b), 1987, vol. 144, p. K39—K43.
- [4] Borges H. A., Kwok R., Thompson J. D. et al. Phys. Rev. B, 1987, vol. 36, N 4, p. 2404—2407.
- [5] Takahashi H., Murayama C., Yomo S. et al. Proc. 18th Int. Conf. on Low Temp. Phys., Kyoto, 1987, pt 2, p. 1109—1110.
- [6] Dietrich M. R., Fietz W. H., Eche J., Politis C. Ibid., p. 1113—1115.
- [7] Terada N., Jhara H., Hirabayashi M. et al. Jap. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 4, p. L510—L511.
- [8] Соменков В. А., Глазков В. П., Иванов А. С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, № 9, с. 359—362.
- [9] Yukino K., Sato T., Ooba S. et al. J. Appl. Phys., 1987, vol. 26, N 5, p. L869—L871.
- [10] Jayraman A. Rev. Modern Physics, 1983, vol. 55, N 1, p. 65—108.
- [11] Жарков В. Н., Калинин В. А. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., 1968. 311 с.
- [12] Наумов И. В., Глазков В. П., Иродова А. В. и др. Препринт ИАЭ-4204. М., 1985. 25 с.
- [13] Mao H. K., Veu P. M. Carnegie Institution, Annual Report of the Director Geophysical Laboratory, 1977, p. 519—522.

Институт атомной энергии  
им. И. В. Курчатова  
Москва

Поступило в Редакцию  
18 мая 1988 г.

УДК 539.293 : 537; 539.293 : 538

Физика твердого тела, том 30, в. 12, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 12, 1988

## МАГНИТОСТРИКЦИЯ И КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В МАНГАНИТАХ

Е. П. Свирина, Л. П. Шляхина, Ф. Ф. Шакирова

В манганитах  $La_{0.6}Pb_{0.4}MnO_3$  с замещением ионов Mn ионами 3d-металлов (Fe, Co, Ni) существует сильная взаимосвязь между магнитными и электрическими свойствами. Например, имеют место переход металл—полупроводник в районе температуры Кюри, а также резкие аномалии температурной зависимости электросопротивления  $\rho$ , коэффициента термоэда  $\alpha$  и четного гальваномагнитного эффекта  $\Delta \rho / \rho$  при переходе из ферромагнитной области в парамагнитную [1-3].

Известно, что при магнитном упорядочении в ряде соединений происходят структурные изменения [4], которые могут оказывать существенное влияние на поведение кинетических эффектов. В связи с этим представляет интерес комплексное исследование магнитострикции, теплового линейного расширения и кинетических эффектов.

В данной работе проводилось измерение температурной зависимости магнитострикции, теплового линейного расширения, намагниченности и гальваномагнитного эффекта монокристаллических манганитов  $\text{La}_{0.6}\text{Pb}_{0.4}\text{MnO}_3$  (образец 1) и  $\text{La}_{0.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Mn}_{0.92}\text{Co}_{0.08}\text{O}_3$  (образец 2). Магнитострикция манганитов исследовалась впервые.

Замещение ионов Mn ионами Co представляет особый интерес, поскольку известно, что в некоторых оксидных соединениях ионы Co сильно

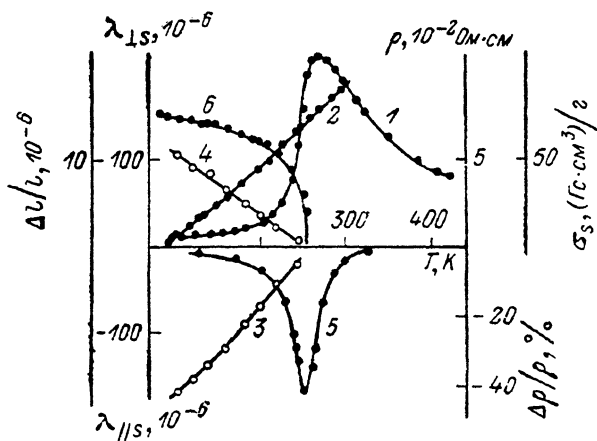


Рис. 1. Температурные зависимости электросопротивления (1), теплового линейного расширения (2), продольной (3) и поперечной (4) спонтанной магнитострикции, гальваномагнитного эффекта (5) и намагниченности (6) для образца  $\text{La}_{0.6}\text{Pb}_{0.4}\text{Mn}_{0.92}\text{Co}_{0.08}\text{O}_3$ .

влияют на магнитную анизотропию и магнитострикцию [5], и поэтому при введении ионов Co можно ожидать наибольшего вклада в кинетические эффекты.

Измерения магнитострикции и теплового линейного расширения проводились в направлении [100] стандартным тензометрическим методом в температурном интервале от 78 до 300 К в магнитных полях до 14 кЭ. Методы выращивания монокристаллов и измерения электросопротивления, гальваномагнитного эффекта и намагниченности описаны нами в [2].

На рис. 1 приведены результаты эксперимента для образца 2. Видно, что в районе температуры Кюри  $T_c = 255$  К имеют место переход металл—полупроводник, а также аномалии  $\Delta\rho/\rho$ -эффекта. Продольная и поперечная спонтанные магнитострикции имеют разные знаки и с приближением к температуре Кюри уменьшаются почти по линейному закону. Тепловое линейное расширение монотонно возрастает с повышением температуры без проявления аномалий в районе точки Кюри. Следовательно, аномалии кинетических эффектов в районе температуры Кюри не связаны с изменением параметра решетки.

На рис. 2 представлены изотермы магнитострикции и четного гальваномагнитного эффекта для образца 2. Видно, что магнитострикция достигает технического насыщения (аналогично изотерме намагничивания при той же температуре), при этом  $\lambda_{||} \approx 2\lambda_{\perp}$ , что соответствует феноменологической теории четных эффектов. Как показали наши измерения, замещение ионов Mn ионами Co в манганитах приводит к изменению знака магнитострикции и резкому возрастанию абсолютной величины константы магнитострикции. Например, при температуре 80 К для образца 1 константа магнитострикции  $\lambda_{100} = 40 \cdot 10^{-6}$ , а для образца 2 она равна  $\lambda_{100} = -192 \cdot 10^{-6}$ .

На рис. 2 видно, что полевая зависимость четного гальваномагнитного эффекта существенно отлична от полевой зависимости магнитострикции, а именно продольный и поперечный гальваномагнитные эффекты имеют отрицательные знаки и численно совпадают. Для гальваномагнитного эффекта характерно отсутствие спонтанной составляющей и технического насыщения, при этом зависимость  $\Delta\rho/\rho(H)$  близка к линейной. Согласно нашим экспериментальным данным, замещение ионов Mn ионами Co в исследуемых манганитах почти не меняет характера полевой зависимости и величину гальваномагнитного эффекта.

Результаты комплексного исследования магнитострикции теплового линейного расширения и гальваномагнитного эффекта позволяют сделать вывод, что природа аномального поведения температурной и полевой зависимости гальваномагнитного эффекта не связана с магнитострикцией и тепловым линейным расширением.

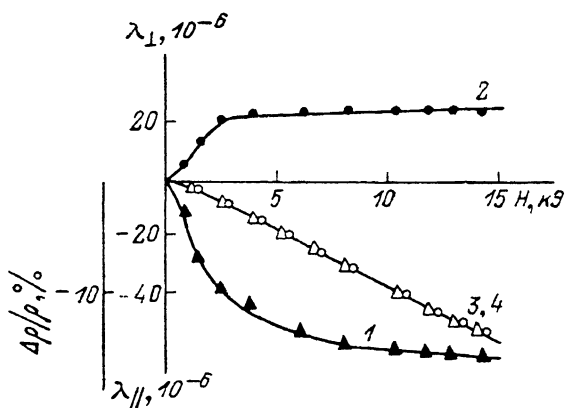


Рис. 2. Изотермы продольной (1) и поперечной (2) магнитострикции. Изотермы продольного (3) и поперечного (4) гальваномагнитных эффектов для образца  $\text{La}_{0.8}\text{Pb}_{0.2}\text{MnO}_3$ .

Физическая причина аномального поведения гальваномагнитного эффекта в манганитах с замещением ионов Mn ионами Fe обсуждалась нами в [6]. Был сделан вывод, что за аномальное поведение гальваномагнитного эффекта ответственно влияние обменной энергии на ширину запрещенной зоны. В этом случае в области парапроцесса уменьшается ширина запрещенной зоны и растет концентрация носителей тока, что и приводит к отсутствию насыщения гальваномагнитного эффекта.

Манганиты с замещением ионов Mn ионами Co, как показали наши измерения, также относятся к полупроводникам, ширина запрещенной зоны которых сравнима с величиной обменной энергии. Наличие достаточно большой величины магнитострикции при введении ионов Co давало основание предполагать заметное влияние магнитострикции на гальваномагнитный эффект, что не подтвердилось экспериментально.

В заключение можно сделать вывод, что аномальное поведение кинетических эффектов в исследованных нами манганитах в основном обусловлено влиянием обменной энергии на ширину запрещенной зоны.

Мы благодарны К. П. Белову за интерес к работе и участие в обсуждении результатов.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Leung L. K., Morrish A. H., Evans B. J. Phys. Rev. B, 1976, vol. 13, N 19, p. 4069 — 4078.
- [2] Свирина Е. П., Шлягина Л. П., Лукина М. М. ФТТ, 1982, т. 24, № 11, с. 3428—3430.
- [3] Белов К. П., Свирина Е. П., Шлягина Л. П., Лукина М. М., Нтазомерукиие В. Вестн. МГУ, сер. 3, Физика, астрономия, 1985, т. 26, № 2, с. 94—97.
- [4] Крупицка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976, т. 2, с. 478—480.

[5] *Бажанова Н. В., Ильющин А. С., Кадомцева А. М.* и др. Кристаллография, 1976, т. 21, № 2, с. 339—341.

[6] *Белов К. П., Свирина Е. П., Шлягина Л. П.* ФТТ, 1984, т. 26, № 6, с. 1903—1906.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова  
Москва

Поступило в Редакцию  
2 мая 1988 г.

УДК 537.312.62

*Физика твердого тела, том 30, в. 12, 1988*

*Solid State Physics, vol. 30, № 12, 1988*

## ПОВЕДЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕШЕТКИ ПРИ СТРУКТУРНОМ ПЕРЕХОДЕ В КЕРАМИКАХ $ABa_2Cu_3O_{6.5+x}$

*Ю. М. Иванченко, А. А. Лисянский, А. Э. Филиппов*

В последнее время исключительный интерес вызывает исследование свойств керамик с общей структурой  $ABa_2Cu_3O_{6.5+x}$ , где  $A=Y, La, Nd, Sm, Eu, Gd, Dy, Ho, Er, Tm, Yb, Ce, Pr, Tb, Lu$ , вызванный недавним открытием в ряде из них высокотемпературного сверхпроводящего перехода [1, 2]. Было замечено, что сверхпроводящие свойства керамик  $A-Ba-Cu-O$  тесно связаны с наличием при температурах порядка 700 °C структурного фазового перехода из тетрагональной в орторомбическую фазу [2, 3]. Установлено, что температура сверхпроводящего перехода  $T_c$  близка к 90 К для образцов, содержащих  $A=Y, La, Nd, Sm, Eu, Gd, Dy, Ho, Er, Tm$  и  $Yb$ , претерпевающих указанное структурное превращение, тогда как для веществ с  $A=Ce, Pr$  и  $Tb$ , где такого превращения нет, эта температура оказывается крайне низкой (например,  $T_c \approx 4.2$  К у  $PrBa_2Cu_3O_{6.5+x}$  [3]). Такой же структурный переход из тетра- в ортофазу имеется и в сверхпроводящих системах на базе  $La_2CuO_4$  [4]. Помимо этого установлено, что температура окончания сверхпроводящего перехода возрастает с увеличением степени орторомбичности структуры  $\epsilon = 2(a-b)/(a+b)$ , где  $a, b$  — параметры ромбической ячейки в плоскости, перпендикулярной оси  $c$  [5]. Причем ширина перехода  $\Delta T$  убывает с ростом  $\epsilon$  от  $\Delta T > 20$  К для  $A=Nd$  до  $T \leq 10$  К для  $A=Y, Sm, Ho, Er$  [3]. Это согласуется также с эффектом замещения атомов  $Cu$  кобальтом малой концентрации, при котором величина  $\epsilon$  убывает и одновременно снижается  $T_c$  [6]. При всестороннем сжатии (одновременное уменьшение  $a$  и  $b$ ) параметр  $\epsilon$  нарастает, что должно сопровождаться и ростом  $T_c$ , и уменьшением ширины перехода; это согласуется с результатами экспериментов в работе [7]. Дополнительный эффект увеличения орторомбичности можно достигнуть одноосным сжатием. При этом происходит также ориентация кристаллических гранул в поликристаллических образцах. В результате ширина сверхпроводящего перехода становится порядка 20 К [8].

Принимая во внимание описанную корреляцию между  $T_c$  и температурными изменениями параметров решетки  $a$  и  $b$  сверхпроводящих керамик, представляется полезным проанализировать эти изменения с точки зрения теории фазовых переходов. Поскольку наиболее полные экспериментальные данные в литературе имеются для керамики  $YBa_2Cu_3O_{6.5+x}$ , то конкретный анализ будет выполнен на этом примере, хотя он аналогичен и для остальных изоморфных соединений.

Рентгеноструктурные [9] и нейтронографические [10] эксперименты показывают, что при структурном фазовом переходе в  $YBa_2Cu_3O_{6.5+x}$  керамике симметрия кристалла понижается от тетрагональной (группа  $P4/mmm$ ) до орторомбической ( $Pmmm$ ). Группа симметрии  $Pmmm$  низкотемпературной фазы является подгруппой  $P4/mmm$ , так что в рамках тео-