

05

## Температурный гистерезис намагниченности в манганите лантана

© А.П. Сайко, С.А. Маркевич

Объединенный Институт физики твердого тела и полупроводников НАН  
Беларуси, Минск  
E-mail: saiko@ifftp.bas-net.by

Поступило в Редакцию 24 июля 2006 г.

Предложено объяснение температурного гистерезиса намагниченности монокристаллов манганита лантана  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  в рамках модели двойного обмена с учетом взаимодействия магнитной подсистемы с бистабильной модой наклонно-поворотных колебаний коррелированной подрешетки октаэдров  $\text{MnO}_6$ .

PACS: 75.60.Nt

В манганитах лантана  $\text{La}_{1-x}\text{D}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{D} = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$ ) сильное взаимодействие магнитной, электронной и решеточной подсистем приводит к многообразию особенностей физических свойств. В них наблюдаются структурные превращения, магнитные переходы, концентрационные и температурные переходы металл–диэлектрик и т.д.

Решетка исследуемых здесь кристаллов  $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$  является орторомбической  $P_{nma}$  при низких температурах, и переход в ромбоэдрическую фазу  $R\bar{3}c$  (как по концентрации, так и по температуре) может совершаться при температурах, близких к комнатной, а при  $0.2 < x < 0.7$  решетка является орторомбической при всех  $T$ . Измерения скорости звука и внутреннего трения в данных монокристаллах позволили подробно изучить структурные переходы как между  $P_{nma}$  и  $R\bar{3}c$  фазами, так и между различными модификациями ( $O'$  и  $O^*$ ) орторомбической фазы, а обнаружение температурного гистерезиса скорости звука привело к выводу о сосуществовании орторомбической и ромбоэдрической фаз в широком температурном интервале [1]; в [2] с использованием этих данных было проведено теоретическое описание бистабильного поведения упругих свойств указанных кристаллов.

Интересно, что температурным гистерезисом (в интервале 80–110 К) характеризуется и поведение намагниченности в образцах  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ . Ширина гистерезисной петли на температурной оси не зависит от величины приложенного магнитного поля, но ее амплитуда — разность намагниченностей при охлаждении и нагревании в области бистабильности — уменьшается с увеличением напряженности поля.

Гистерезис намагниченности может быть объяснен в рамках так называемой модели двойного обмена с учетом взаимодействия с решеточными колебаниями, в частности с бистабильной модой наклонно-поворотных колебаний октаэдров  $\text{MnO}_6$  [2]. В модели двойного обмена три  $3d$ -электрона иона марганца, заселяющих  $t_{2g}$  орбиталь, образуют локализованный спин благодаря хундовскому взаимодействию  $J_H$  с подвижными электронами на  $e_g$  орбиталях ионов  $\text{Mn}^{3+}$ . Это взаимодействие дает основной вклад в электропроводность и ферромагнитное взаимодействие между ионами марганца соединения  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$ . Гамильтониан двойного обмена записывается в виде

$$H = -t \sum_{\langle i,j \rangle, \sigma} (c_{i\sigma}^+ c_{j\sigma} + \text{э.с.}) - J_H \sum_i \mathbf{S}_i \sigma_i - \sum_i g \mu_B B S_i^z. \quad (1)$$

Здесь  $c_{i\sigma}^+$  — оператор рождения  $e_g$  электрона на узле  $\mathbf{R}_i$  со спином  $\sigma$ ,  $t$  — энергия перескока  $e_g$  электрона от одного узла к соседнему, третий член в (1) представляет зеемановскую энергию локализованных спинов  $S_i$  в магнитном поле  $B$ .

В пределе  $J_H \rightarrow \infty$  гамильтониан (1) сводится к эффективному гамильтониану с независимыми друг от друга зарядовыми и спиновыми возбуждениями:

$$H_{eff} = H_\rho + H_\sigma, \quad (2)$$

$$H_\rho = -t \sum_{\langle j,j \rangle} f_i^+ f_j, \quad H_\sigma = -J_{DE} \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j, \quad (3)$$

где  $f_i^+$  — оператор рождения электрона со спином, направленным вдоль вектора локального спина  $\mathbf{S}_i$ , константа ферромагнитного взаимодействия зависит от средней по основному состоянию кинетической энергии зонных электронов:

$$J_{DE} = \frac{t}{4S^2} \sum_{\langle i,j \rangle} \langle f_i^+ f_j \rangle_0. \quad (4)$$

Зарядовая часть гамильтониана (2) описывает зонные электроны с дисперсией  $\varepsilon_k = -zt\gamma_k$ , а спиновая часть — спин-волновые возбуждения с дисперсией  $\omega_k = zJ_{DE}S(1 - \gamma_k)$ , где  $z$  — число ближайших соседей,  $S$  — общий спин,  $\gamma_k = (\cos k_x + \cos k_y + \cos k_z)/3$  — структурный фактор для кубической решетки узлов Mn в единицах, где постоянная решетки  $a = 1$ .

Очевидно, что спин-спиновое ферромагнитное взаимодействие в (3) должно в общем случае зависеть также от угла Mn–O–Mn связи, который увеличивается с увеличением амплитуды наклонно-поворотных колебаний октаэдров MnO<sub>6</sub>. Для учета этого факта к гамильтониану (2) следует добавить член взаимодействия

$$H_\sigma^\xi = -\xi q^2 \sum_{\langle i,j \rangle} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j, \quad (5)$$

представляющий связь магнитной подсистемы с кооперированным коллективом октаэдров MnO<sub>6</sub>, совершающих колебания в бистабильном потенциале [2]  $V(q) = \alpha q^2/2 - \beta q^3/3 + \gamma q^4/4$ , где  $\xi$  — коэффициент связи,  $\alpha, \beta, \gamma (> 0)$  — положительные постоянные,  $q$  — обобщенная координата, описывающая амплитуду колебаний. Квадратичная зависимость от обобщенной координаты в (5) сохраняет симметрию относительно инверсии времени и конфигурационного пространства.

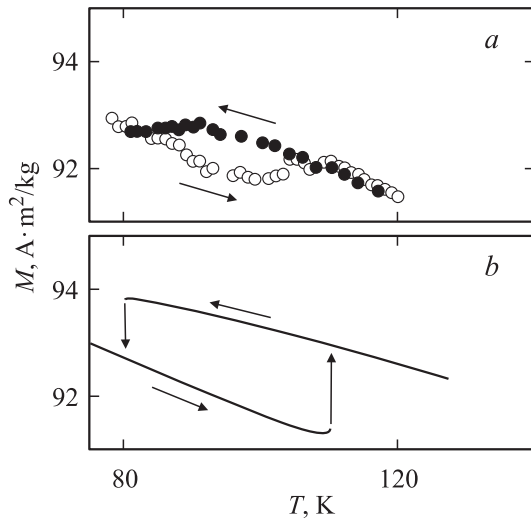
В приближении среднего поля получаем эффективную температурно-перенормированную константу ферромагнитного взаимодействия:

$$J_{DE}^{eff} = J_{DE} + \xi \langle q^2 \rangle. \quad (6)$$

Нелинейные колебания бистабильной подрешетки будем рассматривать в рамках метода самосогласованных фононов и для упрощения пренебрежем обратным влиянием на нее магнитной подсистемы. В результате, пользуясь спин-волновым приближением, получаем выражение для намагниченности системы:

$$M(T) \approx M_0 \left( 1 - \frac{aT^{3/2} \exp(-\beta\Delta)}{\left[ 1 + \frac{\xi}{J_{DE}} (\sigma + \langle q^2 \rangle) \right]^{3/2}} \right), \quad (7)$$

где  $M_0 = M(0)$ ,  $\beta = 1/k_B T$ ,  $\Delta = g\mu_B H$  ( $g$  — фактор Ландэ,  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $H$  — напряженность магнитного поля),  $\xi$  — функция



*a* — экспериментально измеренная температурная зависимость намагниченности  $M$  в области структурного перехода (светлые кружочки — нагрев, темные — охлаждение); *b* — теоретическая кривая температурной зависимости намагниченности в магнитном поле ( $a = 5 \cdot 10^{-5} \text{ К}^{-3/2}$ ,  $\xi/J_{DE} = 10^{18}$ ,  $g = 2$ ,  $q_1 = 0.073 \text{ \AA}$ ,  $q_2 = 0.132 \text{ \AA}$ ,  $U_0 = 0.014 \text{ eV}$ ,  $m = 96 \text{ a.e.m}$ ).

Римана,  $a$  — параметр, средняя амплитуда колебаний  $\langle q \rangle$  и дисперсия  $\sigma = \langle q^2 \rangle - \langle q \rangle^2$  определяются самосогласованно из системы уравнений:  $(\beta - 3\gamma\langle q \rangle)\sigma = \alpha\langle q \rangle - \beta\langle q \rangle^2 + \gamma\langle q \rangle^3$ ,  $\sigma = \frac{1}{2m\Omega} \text{cth} \frac{\Omega}{2k_B T}$ ,  $m\Omega^2 = \alpha - 2\beta\langle q \rangle + 3\gamma(\sigma + \langle q \rangle^2)$ ,  $m$  — масса кислородного октаэдра. Постоянные  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  выражаются через физические параметры асимметричного двухъямного потенциала:

$$\alpha = \frac{12q_2U_0}{q_1^2(2q_2 - q_1)}, \quad \beta = \frac{12U_0(q_1 + q_2)}{q_1^3(2q_2 - q_1)}, \quad \gamma = \frac{12U_0}{q_1^3(2q_2 - q_1)},$$

где  $q_1$  и  $q_2$  — обобщенные координаты потенциального барьера и метастабильного минимума соответственно,  $U_0$  — высота барьера в энергетических единицах (см. [2]).

На рисунке представлены экспериментально измеренная (*a*) и теоретическая (*b*) зависимости намагниченности от температуры (параметры  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $m$  приведены в [2]).

При низких температурах подрешетка октаэдров  $\text{MnO}_6$  совершает колебания в глобальном минимуме бистабильного потенциала, а затем, при постепенном нагреве кристалла, совершается скачкообразный переход к надбарьерным колебаниям; обратный переход от надбарьерных колебаний (при охлаждении) к колебаниям в глобальном минимуме происходит с некоторой задержкой, т. е. реализуются „переохлажденные состояния“ (см. подробно в [3], [2]). Такое гистерезисное температурное поведение коррелированной подрешетки октаэдров  $\text{MnO}_6$  соответствующим образом отражается на температурном поведении эффективной константы ферромагнитного взаимодействия (6), так как она зависит от бистабильных флуктуаций среднего квадрата амплитуды колебаний  $\langle q^2 \rangle$ , что и приводит в конечном счете к температурному гистерезису намагниченности монокристалла  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  в интервале 80–110 К. С экспериментальными данными согласуются рассчитанные теоретически не только температурный интервал бистабильности, но и направление обхода гистерезисной петли — кривая намагниченности при нагреве лежит ниже, чем при охлаждении. Аналогичный эффект в интервале температур 190–210 К зафиксирован и в монокристалле  $\text{La}_{0.8}\text{Ba}_{0.2}\text{MnO}_3$  [4].

Следует отметить, что в монокристалле  $\text{La}_{0.8}\text{Sr}_{0.2}\text{MnO}_3$  наблюдается также гистерезис скорости ультразвуковой волны, ее затухания и удельной теплоемкости [1]; в монокристалле  $\text{La}_{0.8}\text{Ba}_{0.2}\text{MnO}_3$  — электросопротивления [4].

## Список литературы

- [1] Zainullina R.I., Bebenin N.G., Burkhanov A.M., Ustinov V.V. // Phys. Rev. 2002. V. B 66. P. 064421.
- [2] Сайко А.П., Маркевич С.А. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 78. С. 782. (JETP Letters. 2004. V. 80. P. 413; cond-mat/0309649).
- [3] Сайко А.П., Гусаков В.Е. // ЖЭТФ. 1999. Т. 116. С. 168.
- [4] Mukovskii Ya., Arkhipov V., Arsenov A. et al. // J. of Alloys and Compounds. 2001. V. 326. P. 108.