

К ОБЪЯСНЕНИЮ БИСТАБИЛЬНОГО ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ В МОНОКРИСТАЛЛЕ $La_{0,8}Sr_{0,2}MnO_3$

Сайко А.П., Маркевич С.А.

Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси
saiko@ifftp.bas-net.by ; markev@ifftp.bas-net.by

В манганитах лантана $La_{1-x}D_xMnO_3$ ($D=Ca, Sr, Ba$) 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 $La_{1-x}Sr_xMnO_3$ 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 $La_{0,8}Sr_{0,2}MnO_3$. 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 MnO_6 [2]. В модели двойного обмена три $3d$ электрона иона марганца, заселяющие t_{2g} орбиталь, образуют локализованный спин благодаря хундовскому взаимодействию J_H с подвижными электронами на e_g орбиталях ионов Mn^{3+} . Это взаимодействие дает основной вклад в электропроводность и ферромагнитное взаимодействие между ионами марганца соединения $La_{0,8}Sr_{0,2}MnO_3$. Гамильтониан двойного обмена записывается в виде:

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

Здесь $c_{i\sigma}^+$ – оператор рождения e_g электрона на узле \bar{R}_i со спином σ , 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:

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

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

где f_i^+ - оператор рождения электрона со спином, направленным вдоль вектора локального спина \bar{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_6 . Для учета этого факта к гамильтониану (2) следует добавить член взаимодействия

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

представляющий связь магнитной подсистемы с кооперированным коллективом октаэдров MnO_6 , совершающих колебания в бистабильном потенциале $V(q) = \alpha q^2 / 2 - \beta q^3 / 3 + \gamma q^4 / 4$, где ξ - 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 (в нулевом внешнем магнитном поле):

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

где $M_0 = M(0)$, a - параметр, средняя амплитуда колебаний $\langle q \rangle$ и дисперсия $\sigma = \langle q^2 \rangle$ - определяются самосогласованно из системы

$$\text{уравнений: } (\beta - 3\gamma \langle q \rangle)\sigma = \alpha \langle q \rangle - \beta \langle q \rangle^2 + \gamma \langle q \rangle^3,$$

$$\sigma = \frac{1}{2m\Omega} \text{cth} \frac{\Omega}{2k_B T},$$

$m\Omega^2 = \alpha - 2\beta \langle q \rangle + 3\gamma(\sigma + \langle q \rangle^2)$, m - масса кислородного октаэдра.

На рис.1. представлены экспериментально измеренная (а) и теоретическая (б) зависимости намагниченности от температуры (параметры α , β , γ , t взяты из [2]). Более сильная зависимость от температуры на теоретической кривой по сравнению с экспериментальной связана с использованием в расчетах достаточно грубого - спин-волнового - приближения для рассматриваемой области температур.

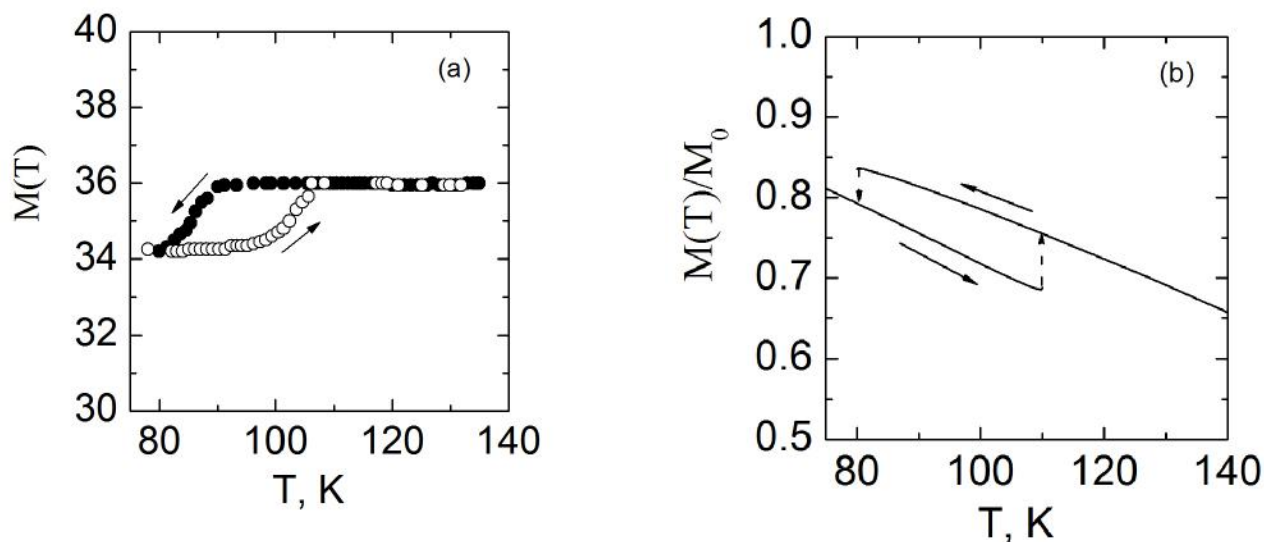


Рис.1

При низких температурах подрешетка октаэдров MnO_6 совершает колебания в глобальном минимуме бистабильного потенциала, а затем, при постепенном нагреве кристалла, происходит 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 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 $La_{0,8}Sr_{0,2}MnO_3$ в интервале 80 - 110 K. Аналогичный эффект, но в интервале температур 190 – 210 K, зафиксирован и в монокристалле $La_{0,8}Ba_{0,2}MnO_3$ [4].

Следует отметить, что в монокристалле $La_{0,8}Sr_{0,2}MnO_3$ наблюдается также гистерезис скорости ультразвуковой волны, ее затухания и удельной теплоемкости [1]; в монокристалле $La_{0,8}Ba_{0,2}MnO_3$ – электросопротивления [4].

Список литературы

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