

вательности можно выразить компоненты $u_i^{(n)}$ и $\varphi^{(n)}$ с $n > 0$ через $u_i^{(0)}$, т. е. получить законы дисперсии (подробнее см. [4]).

3. Законы дисперсии, полученные для пьезопластины гексагональной кристаллографической симметрии в случае, когда ось C_6 параллельна оси Oy , имеют вид

$$\omega_1^2(\mathbf{k}) = (D(\mathbf{n})/\rho) k^4, \quad \omega_{\pm}^2(\mathbf{k}) = c_{\pm}^2 k^2 + d_{\pm} h k^3, \quad (6)$$

где

$$D(\mathbf{n}) = \frac{\hbar^2}{12} (c_{11} - c_{12}^2/c_{11}) n_x^4 +$$

$$+ \frac{\hbar^2}{6} \left\{ c_{13} + 2c_{44} - \frac{c_{12}c_{13}}{c_{11}} - \frac{c_{66}}{c_{11}} \left[c_{13} + c_{44} - (c'_{13} + c'_{44}) \frac{c_{44}}{c'_{44}} \right] \left(1 - \frac{\beta_{31}}{\beta_{15}} \right) \right\} n_x^2 n_y^2 + \frac{\hbar^2}{12} \times$$

$$\times \left\{ \frac{c'_{33}c_{44}}{c'_{44}} + \left(c_{33} - \frac{c'_{33}c_{44}}{c'_{44}} \right) \frac{\beta_{31}}{\beta_{15}} - \right.$$

$$\left. - \frac{c_{13}}{c_{11}} \left[c_{13} - \left(c_{13} + c_{44} - \frac{(c'_{13} + c'_{44}) c_{44}}{c'_{44}} \right) \left(1 - \frac{\beta_{31}}{\beta_{15}} \right) \right] \right\} n_y^4,$$

$$c_{\pm}^2 = \frac{1}{2\rho} (a_{11} + a_{22} \pm \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}^2}), \quad n_{\alpha} = k_{\alpha}/k,$$

$$d_{\pm} = \frac{1}{2\rho} (b_{11} + b_{22}) \pm \frac{(a_{11} - a_{22})(b_{11} - b_{22}) + 4a_{12}\sqrt{b_{11}b_{22}}}{2\rho \sqrt{(a_{11} - a_{22})^2 + 4a_{12}^2}},$$

$$a_{11} = (c_{11} - c_{12}^2/c_{11}) n_x^2 + c_{44} n_y^2, \quad a_{12} = c_{13} + c_{44} - \frac{c_{12}c_{13}}{c_{11}},$$

$$a_{22} = c_{44} n_x^2 + (c_{33} - c_{12}^2/c_{11}) n_y^2,$$

$$b_{11} = 2\pi \left(\beta_{15} + \frac{2c_{66}}{c_{11}} \beta_{31} \right)^2 n_x^2 n_y^2, \quad b_{22} = 2\pi \left[\beta_{15} n_x^2 + \left(\beta_{33} - \frac{c_{13}}{c_{11}} \beta_{31} \right) n_y^2 \right]^2,$$

$$c'_{44} = c_{44} + 4\pi\beta_{15}^2/\epsilon_{11}, \quad c'_{13} = c_{13} + 4\pi\beta_{15}\beta_{31}/\epsilon_{11},$$

$$c'_{33} = c_{33} + 4\pi\beta_{15}\beta_{33}/\epsilon_{11}.$$

Закон дисперсии изгибных колебаний $\omega_1^2(\mathbf{k})$ найден с точностью до членов порядка $s^2\hbar^2k^4$, а для планарных $\omega_{\pm}^2(\mathbf{k})$ с точностью до $s^2\hbar k^3$. Заметим, что поправки к $\omega_{\pm}^2(\mathbf{k})$, пропорциональные $|\mathbf{k}|^3$, отсутствуют в чисто упругом случае.

Авторы благодарны В. Г. Барьяхтару за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

Список литературы

- [1] Кудрявцев Б. А., Партон В. З., Сенюк Н. А. // Итоги науки и техники. Мех. деф. тв. тела. 1984. Т. 17. С. 3—62.
- [2] Худик Б. И., Чернявский К. Е. // Препринт ИТФ АН УССР ИТФ-88-19Р. Киев, 1988. 16 с.
- [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1982. 632 с.
- [4] Худик Б. И., Чернявский К. Е. // Препринт ИТФ АН СССР ИТФ-89-4Р. Киев, 1989. 13 с.

Институт металлофизики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
12 января 1990 г.

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА Вi-СОДЕРЖАЩИХ МАНГАНИТОВ

И. О. Троянчук, В. Н. Деркаченко

Манганит висмута $\text{Vi}^{3+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_3$ впервые получен под высоким давлением в работе [1]. Согласно [1], это соединение является перовскитом с моноклинно искаженной элементарной ячейкой. Ниже 100 К обнаружен спонтанный магнитный момент. Однако исследования проведены выше

77 К в относительно невысоких магнитных полях, что не позволило тщательно изучить магнитные свойства.

В настоящей работе сообщаются результаты исследования магнитных свойств BiMnO_3 и нестехиометрического $\text{Bi}_{0.6}\text{Pb}_{0.4}\text{MnO}_{2.8}$ в интервале температур 4.2—200 К и в магнитных полях до 4 МА/м. Синтез образцов проведен методом твердофазных реакций под высоким давлением (подробности приведены в [2]). Рентгенофазовый анализ не выявил следов посторонних фаз. Параметры моноклинной элементарной ячейки образца BiMnO_3 , полученного нами, совпадают с данными [1]. Установлено, что $\text{Bi}_{0.6}^{3+}\text{Pb}_{0.4}^{2+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_{2.8}$ является кубическим с $a=0.392$ нм.

На рис. 1 приведены изотермы намагничивания BiMnO_3 и $\text{Bi}_{0.6}\text{Pb}_{0.4}\text{MnO}_{2.8}$ при 4.2 К. Насыщение намагниченности манганита висмута наблюдалось в полях около 1 МА/м. Магнитный момент на формуль-

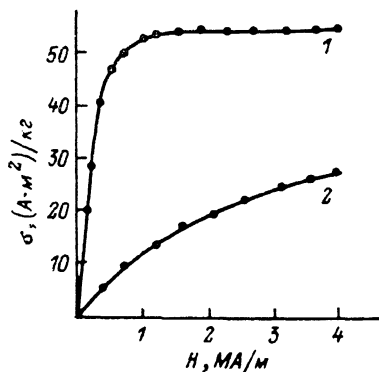


Рис. 1. Изотермы намагничивания BiMnO_3 (1) и $\text{Bi}_{0.6}\text{Pb}_{0.4}\text{MnO}_{2.8}$ (2) при 4.2 К.

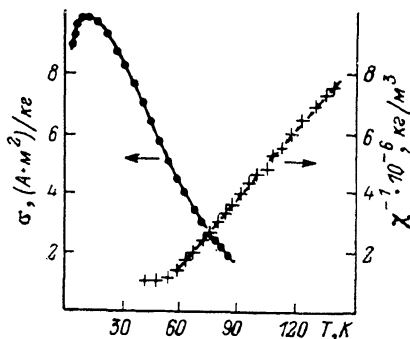


Рис. 2. Зависимости $\sigma(T)$ при отогреве в поле 0.57 МА/м и $\chi^{-1}(T)$ образца $\text{Bi}_{0.6}\text{Pb}_{0.4}\text{MnO}_{2.8}$.

ную единицу равен ~ 3.2 μB , что несколько меньше значения 3.5 μB , которое обычно наблюдается в сложных оксидах марганца [3]. Возможно, расхождение обусловлено незначительным замещением ионов Bi^{3+} на Mn^{2+} , магнитные моменты которых ориентируются противоположно магнитным моментам Mn^{3+} . Подобное замещение наблюдалось в перовскитах, полученных под высоким давлением [4]. Температура Кюри, определенная по резкому излому на зависимости динамической восприимчивости от температуры, равна 98 К. Зависимости магнитных свойств от магнитной предыстории не наблюдаются. Поведение намагниченности манганита висмута типично для однородных магнитомягких ферромагнетиков.

Свойства $\text{Bi}_{0.6}\text{Pb}_{0.4}\text{MnO}_{2.8}$ резко отличаются. Насыщения намагниченности не достигалось даже в высоких магнитных полях (рис. 1). Измерения парамагнитной восприимчивости указывают на ферромагнитное поведение с температурой Кюри 38—40 К (рис. 2). Однако удельная намагниченность очень мала для ферромагнитного упорядочения (рис. 1, 2). Температурная зависимость намагниченности $\sigma(T)$ вплоть до $H=0.8$ МА/м характеризуется наличием размытого максимума (рис. 2). Максимум смещается в область низких температур при увеличении напряженности поля H . Обнаружены резкая зависимость намагниченности от магнитной предыстории и аномально большая магнитная вязкость, что характерно для спиновых стекол. На рис. 3 представлены кривые $\sigma(T)$, полученные при отогреве и при охлаждении в поле 16 кА/м. Ниже 38 К кривые расходятся. Резкий излом намагниченности в районе 35—37 К указывает на фазовый переход. Подобные магнитные свойства наблюдаются у неоднородных магнетиков с фрустрированными обменными связями [5].

Свойства ферромагнитного манганита висмута сильно отличаются от свойств $\text{A}^{3+}\text{Mn}^{3+}\text{O}_3$ ($\text{A}=\text{La}, \text{Y}$, редкоземельный ион), которые являются антиферромагнетиками с кооперативным упорядочением e_g -орбиталей

ионов Mn^{3+} в результате статического эффекта Яна—Теллера [6, 7]. В манганите висмута упорядочение e_g -орбиталей, по-видимому, отсутствует. Этот вывод основывается на том, что кристаллическая структура $BiMnO_3$ не является O' -орторомбической, как в остальных ортоманганитах. Согласно [6], кооперативное упорядочение e_g -орбиталей приводит к O' -орторомбической структуре.

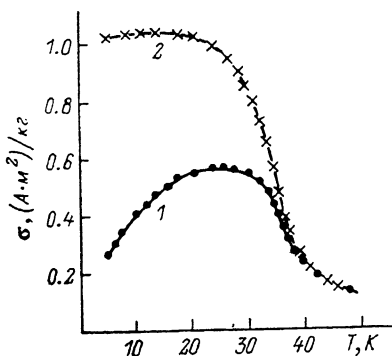


Рис. 3. Зависимости $\sigma(T)$ в поле 16 кА/м образца $Bi_{0.6}Pb_{0.4}MnO_{2.8}$ при нагреве (1) и охлаждении (2).

Свойства кубического $Bi_{0.6}Pb_{0.4}MnO_{2.8}$ также резко отличаются от свойств других ортоманганитов с почти кубической элементарной ячейкой, которые являются ферромагнетиками [6]. Вероятно, эти отличия обусловлены участием $6p$ -орбиталей ионов висмута в химической связи. Мы предполагаем, что дефекты кристаллической структуры и ионы в нестехиометрическом $Bi_{0.6}Pb_{0.4}MnO_{2.8}$ распределяются так, что макроскопические моноклинные искажения элементарной ячейки снимаются, но, по-видимому, появляются области с другим типом искажений кристаллической

структуры. В рамках этого предположения $Bi_{0.6}Pb_{0.4}MnO_{2.8}$ состоит из микродоменов фаз со статическим и динамическим эффектом Яна—Теллера. Согласно [6], фаза со статическим эффектом Яна—Теллера является антиферромагнитной, а фаза с динамическим эффектом — ферромагнитной. Фрустрации обменных взаимодействий на границах микродоменов приводят к магнитным свойствам, присущим спиновым стеклам.

Список литературы

- [1] Sugawara F., Jida S., Syono Y., Akimoto S. // J. Phys. Soc. Jop. 1968. V. 25. N 6. P. 1553—1558.
- [2] Troyanchuk I. O., Ges A. P., Pastushonok S. N. e. a. // Cryst Res. Technol. 1989. V. 24. N 12. P. 1241—1244.
- [3] Bertaut E. F., Buisson G., Quezel-Ambrunas S. // Sol. St. Comm. 1967. V. 5. N 11. P. 25—30.
- [4] Troyanchuk I. O., Bashkirov L. A., Shemyakov A. A., Prokopenko V. K. // Phys. St. Sol. (a). 1989. V. 109. N 1. P. K59—K61.
- [5] Fisher K. H. // Phys. St. Sol. (b). 1985. V. 130. N 1. P. 13—73.
- [6] Гудинаф Д. Магнетизм и химическая связь. М., 1968. 328 с.
- [7] Pouthenet R., Veuret C. // J. Physique. 1970. V. 31. N 1. P. 65—72.

Институт физики твердого тела
и полупроводников
АН БССР
Минск

Поступило в Редакцию
30 января 1990 г.

О РЕНТГЕНОВСКОЙ ДИФРАКЦИИ НА СВЕРХРЕШЕТКЕ С ХАОТИЧЕСКИ РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ АМОРФНЫМИ ВКЛЮЧЕНИЯМИ

В. И. Пунегов

Адекватное определение структурного совершенства важнейших объектов микро- и оптоэлектроники по данным рентгеновской дифрактометрии требует учета всех факторов, влияющих на угловое распределение рассеянной интенсивности. В настоящее время решение теоретических задач