

# Термоэлектрические свойства манганита $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$ при сверхвысоких давлениях до 20 GPa

© Д.П. Козленко, С.В. Овсянников\*, В.В. Щенников\*, Z. Jiráková\*\*, Б.Н. Савенко

Объединенный институт ядерных исследований,  
141980 Дубна, Московская обл., Россия

\* Институт физики металлов Уральского отделения Российской академии наук,  
620219 Екатеринбург, Россия

\*\* Institute of Physics,  
16253 Prague, Czech Republic

E-mail: denk@nf.jinr.ru

(Поступила в Редакцию 28 ноября 2005 г.)

Измерены барические зависимости термоэдс и электросопротивления манганита  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  в интервале давлений 0–20 GPa при комнатной температуре. Зависимость термоэдс от давления имеет немонокотный характер — ее абсолютное значение увеличивается в диапазоне сравнительно небольших давлений  $P < 5$  GPa и уменьшается при более высоких давлениях, при этом электросопротивление уменьшается во всем исследуемом интервале давлений. Значение давления, соответствующее изменению знака барического коэффициента  $dS/dP$ , близко к величине, при которой в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  наблюдается магнитный фазовый переход в области низких температур. Обсуждается взаимосвязь между особенностями барического поведения термоэдс и изменениями магнитной и кристаллической структуры  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  при высоких давлениях.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 03-02-16879 и 04-03-16178) и INTAS (Ref. N 03-55-629).

PACS: 72.15.Jf, 72.10.Bg

## 1. Введение

Перовскитоподобные манганиты  $A_{1-x}A'_x\text{MnO}_3$  ( $A$  — редкоземельный,  $A'$  — щелочноземельный элемент) проявляют небольшое разнообразие физических свойств в зависимости от типа элементов  $A$ ,  $A'$  и степени легирования  $x$ . Сильная корреляция магнитных, электронных и транспортных свойств манганитов приводит к их высокой чувствительности к внешним воздействиям — изменению температуры, приложению магнитных полей и высокого давления. Ярким примером является эффект колоссального магнетосопротивления, наблюдаемый в манганитах [1].

Особый интерес представляют соединения, которые проявляют эффекты пространственного зарядового упорядочения ионов  $\text{Mn}^{3+}:\text{Mn}^{4+}$  при соотношении их концентрации, отличном от идеального 1:1, и в которых присутствует фазовое расслоение, характеризующее сосуществованием областей с антиферромагнитным (АФМ) и ферромагнитным (ФМ) упорядочением при низких температурах. Таким соединением является, например,  $(\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ ,  $0.6 < y < 1$  [2,3].

Недавно пространственное зарядовое упорядочение ионов  $\text{Mn}^{3+}:\text{Mn}^{4+}$  было обнаружено в манганитах, легированных щелочными элементами —  $\text{Pr}_{1-x}\text{Na}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{Pr}_{1-x}\text{Na}_x[(\text{Mn}^{3+})_{1-2x}(\text{Mn}^{4+})_{2x}]\text{O}_3$ ),  $x > 0.2-0.25$  [4]. В нормальных условиях эти соединения имеют орторомбическую кристаллическую структуру (пространственная группа  $Pnma$ ) и являются парамагнитными диэлектриками. С понижением температуры при  $T_{\text{CO}} = 215$  К в

них наблюдается электронный фазовый переход, связанный с зарядовым упорядочением ионов  $\text{Mn}^{3+}:\text{Mn}^{4+}$ , а при  $T_N = 175$  К происходит переход в АФМ состояние так называемого псевдо-СЕ типа, для которого характерно наличие двух магнитных подрешеток с векторами распространения  $q_1 = (0 \ 0 \ 1/2)$  и  $q_2 = (1/2 \ 0 \ 1/2)$ , образованных ионами  $\text{Mn}^{3+}$  и  $\text{Mn}^{4+}$  соответственно [4]. Помимо основного АФМ состояния псевдо-СЕ типа при  $T < 60$  К в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  также появляются разупорядоченные ферромагнитные кластеры, наличие которых приводит к формированию состояния спинового стекла, на которое приходится около 10% от объема образца. Воздействие внешнего давления  $P > P_{\text{cr}} \approx 3$  GPa приводит к возникновению нового АФМ состояния А-типа ( $T_N \approx 155$  К), которое сосуществует с метастабильными ФМ областями ( $T_C \approx 180$  К) и не обладает зарядовым упорядочением ионов  $\text{Mn}^{3+}:\text{Mn}^{4+}$  [5,6]. В большинстве известных случаев АФМ состояние А-типа характеризуется квазидвумерной металлической проводимостью [7], поэтому следует ожидать, что приложение высокого давления может привести к значительному изменению электронной структуры, транспортных и термоэлектрических свойств  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$ .

Влияние высоких давлений на термоэлектрические свойства манганитов сравнительно мало изучено. При этом большинство исследований термоэдс проводилось в узком диапазоне давлений  $P < 2$  GPa, а при более высоких давлениях исследовалось только поведение электросопротивления [8,9]. По сравнению с электросопротивлением термоэдс является более чувстви-

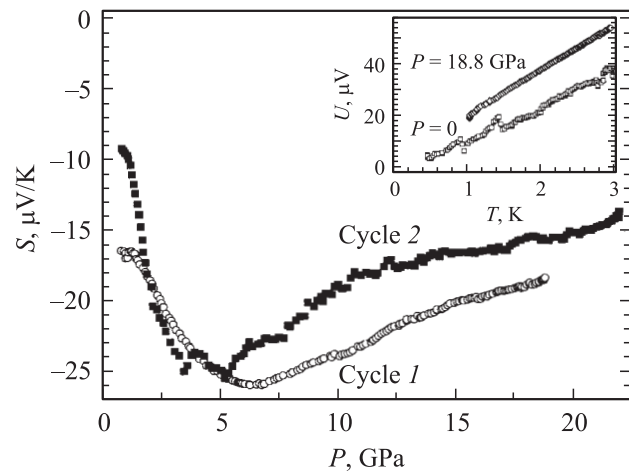
тельной характеристикой электронной структуры вблизи энергии Ферми. Термоэдс манганитов, проявляющих пространственное зарядовое упорядочение ионов  $\text{Mn}^{3+} : \text{Mn}^{4+}$  при соотношении их концентрации, отличной от идеального 1 : 1, ранее также изучалась лишь в диапазоне давлений  $P < 1.3$  GPa [10]. В настоящей работе исследованы термоэлектрические свойства манганита  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  при сверхвысоких давлениях до 20 GPa.

## 2. Методика эксперимента

Процедура приготовления поликристаллических образцов  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  подробно описана в [4,5]. Барические зависимости термоэдс  $S(P)$  и электросопротивления  $R(P)$  микрообразцов ( $\sim 0.2 \times 0.2 \times 0.05$  mm) измеряли в камерах высокого давления с наковальнями из проводящих синтетических алмазов [11–13]. Для измерения сопротивления использовался двухконтактный метод. Альтернативные методы исследования термоэдс в камерах со сжимаемой капсулой [14], а также в прозрачных алмазных наковальнях с имплантированными контактами [15] пока ограничены диапазоном гидростатических давлений до 12 GPa. Давление в сжимаемой прокладке из литографского камня определяли с помощью градуировочных зависимостей, построенных по регистрации фазовых превращений в реперных веществах ZnSe, CdTe и др. с погрешностью 10% [11–13]. Для создания градиента температур одну наковальню нагревали. С помощью термопар измеряли температуры в фиксированных точках наковален [11–13]. Измерения проводили с помощью автоматизированной установки, позволяющей одновременно регистрировать значения давления, разности температур, термоэлектрического сигнала, сжатие образца и другие параметры эксперимента. Погрешности определения  $S(P)$  и  $R(P)$  не превышали 20 и 5% соответственно. Изменение размеров образца при сжатии не учитывали. Точность определения термоэдс контролировалась по измерениям свинца марки ОСЧ, термоэдс которого близка к нулю,  $S \approx -1.27 \mu\text{V/K}$  [16].

## 3. Полученные результаты и их обсуждение

При нормальном давлении термоэлектрические свойства соединений  $\text{Pr}_{1-x}\text{Na}_x\text{MnO}_3$  исследовались в [4]. Было установлено, что температурные зависимости электросопротивления и термоэдс имеют активационный характер, типичный для манганитов в диэлектрической фазе, и могут быть описаны в модели прыжковой проводимости поляронов малого радиуса по локализованным состояниям. Температурные зависимости электросопротивления и термоэдс могут быть представлены



**Рис. 1.** Барические зависимости термоэдс образца  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  при  $T = 295$  K, измеренные при повышении давления для двух последовательных циклов изменения  $P$ . На вставке показаны зависимости термоэлектрического сигнала от разности температур для цикла 1 при  $P = 0$  и 18.8 GPa.

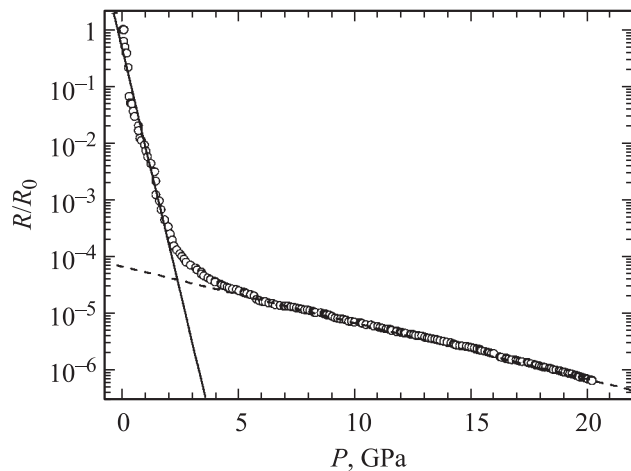
в виде [17]

$$R = R_0 \exp\left(\frac{E_a^R}{kT}\right), \quad (1)$$

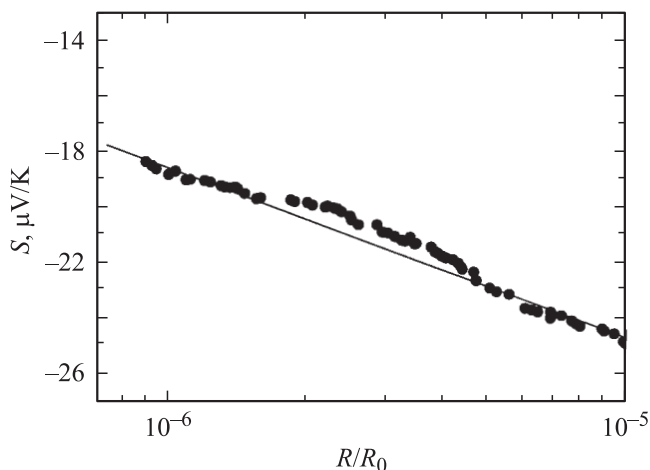
$$S = \frac{k}{e} \left(\frac{E_a^S}{kT} + A\right), \quad (2)$$

где  $k$  — константа Больцмана,  $e$  — модуль заряда электрона,  $E_a^R$  и  $E_a^S$  — энергии активации проводимости и термоэдс,  $A$  — параметр, характеризующий процессы рассеяния носителей заряда. Из анализа данных [4] с помощью уравнений (1) и (2) можно оценить энергии активации проводимости и термоэдс при нормальном давлении,  $E_a^R = 175$  и  $E_a^S = 13$  meV. Значительная разница между этими значениями обусловлена прыжковым характером проводимости по локализованным состояниям с энергией активации прыжка  $W = E_a^R - E_a^S = 162$  meV. Разница между  $E_a^R$  и  $E_a^S$  может быть также вызвана одновременным наличием электронного и дырочного вкладов в проводимость, но в манганитах биполярной проводимости в парамагнитной области не наблюдалось [4].

Полученная в наших экспериментах зависимость термоэдс от давления в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  носит немонотонный характер (рис. 1), отражающий происходящие изменения в электронной структуре. Начальное значение термоэдс,  $S \approx -12 \mu\text{V/K}$  (среднее для двух последовательных циклов измерений), близко к величине  $-10.5 \mu\text{V/K}$ , определенной при нормальном давлении в [4]. Характерными особенностями барической зависимости термоэдс являются смещение ее величины в область более отрицательных значений при давлениях  $P < 5$  GPa и изменение знака барического коэффициента  $dS/dP$  при более высоких давлениях (рис. 1); последняя



**Рис. 2.** Барическая зависимость электросопротивления  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  при  $T = 295$  К, нормированная на значение  $R_0$ , измеренное при нормальном давлении. Сплошная и штриховая линии — интерполяция экспериментальных данных экспоненциальными функциями в диапазоне давлений 0–3 ГПа и 5–20 ГПа соответственно.



**Рис. 3.** Параметрическая зависимость термоэдс (цикл 1) от электросопротивления в области давлений 8–20 ГПа при  $T = 295$  К. Сплошная линия — интерполяция экспериментальных данных функцией  $y = A \ln x + B$ .

особенность коррелирует с изменением характера барической зависимости электросопротивления в той же области давлений (рис. 2). В работе [10] для близкого по свойствам соединения  $\text{Pr}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  также наблюдалось смещение величины термоэдс в область более отрицательных значений при комнатной температуре с возрастанием давления до 1.3 ГПа.

Пренебрегая несущественным линейным вкладом в электросопротивление от сжатия образца, на основе экспериментальных данных (рис. 2) можно оценить значения производной  $d(\ln R/dP) = (1/R_0)(dR_0/dP) + (1/kT)(dE_a^R/dP) \approx -4$  для области малых давлений ( $P < 3$  ГПа) и  $-0.2$  для области больших давлений

( $P > 5$  ГПа). Значение  $dE_a^R/dP$  для близких по составу манганитов  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  [8,18] и  $\text{Pr}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  [9] составляет  $-5 - 10$  меВ/ГПа, т.е. второе слагаемое в  $d(\ln R/dP)$  имеет величину порядка  $-0.2 - -0.4$ , сравнимую с наблюдаемым значением в области больших давлений. Это свидетельствует о том, что большая абсолютная величина  $d(\ln R/dP)$  в области малых давлений обусловлена сильным уменьшением коэффициента  $R_0$ , а в области больших давлений  $R_0$  меняется сравнительно слабо. Аналогичный вывод можно сделать и на основе анализа данных температурных зависимостей электросопротивления  $\text{La}_{0.75}\text{Ca}_{0.25}\text{MnO}_3$ , свидетельствующего о значительном уменьшении  $R_0$  в области малых давлений ( $P < 5$  ГПа), и его некотором увеличении в области более высоких давлений.

В области давлений  $P = 8-20$  ГПа уменьшение абсолютной величины термоэдс коррелирует с уменьшением электросопротивления (рис. 3). Линейный характер параметрической зависимости  $S(\ln(R/R_0))$  (рис. 3) в соответствии с формулами (1) и (2) свидетельствует о согласованном уменьшении энергий активации и их почти постоянном отношении  $E_a^S/E_a^R \approx 0.032$  в этом диапазоне давлений. Величина этого отношения, определенная при  $P = 0$ , имеет несколько большее значение 0.074 [4]. Полученные значения  $E_a^S/E_a^R$  и  $d(\ln R/dP) \approx (1/kT)(dE_a^R/dP)$  в области больших давлений позволяют оценить барический коэффициент  $dE_a^S/dP \approx -0.16$  меВ/ГПа. Малость этой величины согласуется с результатами исследования термоэдс  $\text{Pr}_{0.67}\text{Ca}_{0.33}\text{MnO}_3$  [10], где не наблюдалось заметных изменений  $E_a^S$  в диапазоне давлений 0–1.3 ГПа, а также с отсутствием перехода в металлическое состояние в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  в исследуемом диапазоне давлений до 20 ГПа при комнатной температуре. Уменьшение характерных энергетических щелей  $E_a^S, E_a^R$  в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  коррелирует с уменьшением межатомных расстояний Mn–O и степени статического кооперативного янтеллеровского искажения кислородных октаэдров, а также с увеличением межатомных углов Mn–O–Mn, наблюдающихся в манганитах  $\text{Pr}_{1-x}\text{Na}_x\text{MnO}_3$  при высоких давлениях [5,6].

Для интерпретации полученных результатов воспользуемся следующим выражением для барической зависимости термоэдс [19]:

$$d(\ln S)/d(\ln V) = -d(\ln h)/d(\ln V) + d(\ln q)/d(\ln V), \quad (3)$$

где  $V$  — объем;  $h$  — приведенный химический потенциал;  $q = -d(\ln R)/d(\ln E)$  — величина, определяемая электронной структурой;  $E$  — энергия носителей заряда. Поскольку  $d(\ln V) = -\beta dP$ , где  $\beta$  — объемная сжимаемость, формулу (3) можно записать в виде

$$(1/S)dS/dP = -(1/h)dh/dp + (1/q)dq/dP. \quad (4)$$

Величина  $(1/S)dS/dP$  характеризует барическое поведение абсолютной величины термоэдс, ее значение в области малых давлений  $P < 4$  ГПа равно 0.15, а в

области  $P > 7$  GPa оно составляет  $-0.03$ . Для вырожденной статистики носителей заряда в рамках модели жестких зон второй член в выражении (4) равен нулю [19], а первый член равен  $(2/3)\beta \approx 0.004$  (значение  $\beta \approx 0.006 \text{ GPa}^{-1}$  [6]), что по порядку величины значительно меньше экспериментально наблюдаемого.

Для невырожденного примесного полупроводника, каким является данный материал, приведенный химический потенциал примерно равен энергии активации термоэдс. Согласно сделанным выше оценкам, первый член в (4) положителен и имеет величину порядка 0.04, поэтому изменение барического коэффициента термоэдс обусловлено немонотонным барическим поведением второго члена. В выражении (1)  $R_0 \sim \tau^{-1} \sim E^r$ , где  $\tau$  — время релаксации импульса и  $r$  — параметр рассеяния [19], поэтому

$$q \sim -r + d(E_a^R)/d(\ln E). \quad (5)$$

Для немагнитных полупроводников значение параметра  $r$  может изменяться от  $-1/2$  для случая рассеяния на акустических фонах до  $3/2$  при рассеянии на заряженных центрах, но это обычно происходит при значительном снижении температуры [19]. При фиксированной температуре в отсутствие структурных и электронных фазовых переходов термоэдс и электросопротивление немагнитных полупроводников, как правило, монотонно меняются с ростом давления. Согласно результатам нейтроннографических исследований [5,6], в соединениях  $\text{Pr}_{1-x}\text{Na}_x\text{MnO}_3$  ( $x = 0.2, 0.25$ ) не наблюдаются структурные фазовые переходы в области давлений, где происходит изменение барического коэффициента термоэдс. Несмотря на значительное уменьшение электросопротивления перехода в металлическое состояние в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  в исследуемом интервале давлений также не происходит. Поэтому на основе рассмотрения только описанных выше механизмов рассеяния нельзя объяснить наблюдаемые особенности барического поведения термоэдс  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$ .

В магнитных полупроводниках существенную роль также играют процессы рассеяния носителей заряда на флуктуациях распределения магнитных моментов и связанных с ними флуктуациях обменных взаимодействий [20]. Манганиты являются электронно-неоднородными системами, где при температурах значительно выше точек ферромагнитного (антиферромагнитного) упорядочения  $T_C$  ( $T_N$ ) наблюдается формирование кластеров с ближним ФМ (АФМ) магнитным порядком, размеры которых составляют несколько параметров решетки [21–24]. Это связано с тем, что из-за сильного внутриатомного обменного взаимодействия интеграл переноса  $e_g$  электронов в цепочках  $\text{Mn}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Mn}^{4+}$  максимален для параллельной ориентации магнитных моментов  $\text{Mn}$ , сформированных локализованными  $t_{2g}$  электронами, и его зависимость от угла между ними имеет вид  $b = b_0 \cos(\theta/2)$  [25].

На возможную взаимосвязь между изменениями в механизме рассеяния на магнитных неоднородностях и

немонотонно барическим поведением термоэдс указывает близость величины давления, при котором наблюдается изменение барического коэффициента термоэдс, и давления  $P_{\text{tr}} \approx 3$  GPa магнитного фазового перехода в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$ . При  $P = P_{\text{tr}}$  в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  в области низких температур наблюдается появление неоднородного магнитного состояния, в котором мезоскопические ФМ области сосуществуют с АФМ областями, обладающими магнитной структурой А-типа. Характерной особенностью АФМ структуры А-типа является наличие чередующихся ФМ плоскостей с антипараллельной ориентацией магнитных моментов  $\text{Mn}$  в соседних плоскостях, что приводит к квазидвумерному характеру металлической проводимости по ФМ плоскостям [7]. Формирование кластеров с характерным размером нескольких постоянных решетки, обладающих ФМ и АФМ ближним порядком в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$ , будет происходить и в парамагнитной области. ФМ кластеры и АФМ кластеры А-типа имеют различные типы характерных структурных искажений и поляризации  $e_g$  орбиталей, участвующих в процессе проводимости [21–24]. Наличие таких кластеров при  $R > R_{\text{tr}}$  будет приводить к изменению процессов рассеяния на магнитных неоднородностях в силу различного магнитного порядка в них и зависимости интеграла переноса  $e_g$  электронов в цепочках  $\text{Mn}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Mn}^{4+}$  от угла между направлениями магнитных моментов. Следствием этого может являться немонотонное барическое изменение величины  $q$  и параметра рассеяния  $r$ , приводящее к изменению знака барического коэффициента термоэдс при  $P > P_{\text{tr}}$ . В области давлений  $P > 7$  GPa наблюдается монотонное уменьшение абсолютной величины термоэдс и электросопротивления, что свидетельствует об отсутствии дальнейших изменений магнитной структуры  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  и может быть объяснено уменьшением энергий активации термоэдс и электросопротивления.

## 4. Заключение

Результаты настоящей работы показывают, что термоэлектрические свойства манганита  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  сильно отличаются в области сравнительно небольших давлений  $P < 5$  GPa, где происходит увеличение абсолютной величины термоэдс, и при более высоких давлениях, где наблюдается ее уменьшение. При этом электросопротивление уменьшается во всем исследуемом интервале давлений до 20 GPa, однако перехода в металлическое состояние в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$  при комнатной температуре не происходит. Близость величин давления, соответствующих изменению знака барического коэффициента  $dS/dP$  и появлению магнитного фазового перехода в  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$ , указывает на тесную взаимосвязь немонотонного поведения термоэдс с изменениями магнитной структуры, приводящими к изменению процессов рассеяния носителей заряда на магнитных неоднородностях.

Можно предположить, что взаимосвязь между сменой знака барического коэффициента  $dS/dP$  и индуцированными давлением магнитными фазовыми переходами будет проявляться и в других манганитах, имеющих тип кристаллической и магнитной структуры, аналогичный  $\text{Pr}_{0.8}\text{Na}_{0.2}\text{MnO}_3$ .

## Список литературы

- [1] E. Dagotto, T. Hotta, A. Moreo. *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
- [2] A.M. Balagurov, V.Yu. Pomjakushin, D.V. Sheptyakov, V.L. Aksenov, P. Fischer, L. Keller, O.Yu. Gorbenko, A.R. Kaul, N.A. Babushkina. *Phys. Rev. B* **64**, 024 420 (2001).
- [3] Н.А. Бабушкина, Е.А. Чистотина, К.И. Кугель, А.Л. Рахманов, О.Ю. Горбенко, А.Р. Кауль. *ФТТ* **45**, 480 (2003).
- [4] Z. Jirák, J. Hejtmánek, K. Knížek, E. Pollert, M. Dlouhá, S. Vratislav, R. Kužel, M. Hervieu. *J. Magn. Magn. Mater.* **250**, 275 (2002).
- [5] D.P. Kozlenko, V.P. Glazkov, Z. Jirák, B.N. Savenko. *J. Magn. Magn. Mater.* **267**, 120 (2003).
- [6] D.P. Kozlenko, Z. Jirák, I.N. Goncharenko, B.N. Savenko. *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, 5883 (2004).
- [7] J. Hejtmánek, E. Pollert, Z. Jirák, D. Sedmidubský, A. Strejce, A. Maignan, Ch. Martin, V. Hardy, R. Kužel, Y. Tomioka. *Phys. Rev. B* **66**, 014 426 (2002).
- [8] C. Meneghini, D. Levy, S. Mobilio, M. Ortolani, M. Nuñez-Reguero, A. Kumar, D.D. Sarma. *Phys. Rev. B* **65**, 012 111 (2001).
- [9] C. Qui, T. Tyson. *Phys. Rev. B* **70**, 094 409 (2004).
- [10] Е.С. Ицкевич, В.Ф. Крайденев, А.Е. Петрова. *ФНТ* **31**, 68 (2005).
- [11] И.М. Цидильковский, В.В. Щенников, Н.Г. Глузман. *ФТП* **16**, 958 (1983).
- [12] С.В. Овсянников, В.В. Щенников. *Письма в ЖЭТФ* **80**, 41 (2004).
- [13] С.В. Овсянников, В.В. Щенников, А. Мисюк. *Письма в ЖЭТФ* **80**, 459 (2004).
- [14] L.G. Khvostantsev, L.F. Vereshchagin, N.M. Uliyanitskaya. *High Temp. — High. Pres.* **5**, 261 (1973).
- [15] D.A. Polvani, J.F. Meng, M. Hasegawa, J.V. Badding. *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 3586 (1999).
- [16] R.D. Barnard. *Thermoelectricity in Metals and Alloys*. Taylor and Francis, London (1972).
- [17] Н. Мотт, Э. Девис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. Мир, М. (1982).
- [18] B. Lorenz, A.K. Heilman, Y.S. Wang, Y.Y. Xue, C.W. Chu, G. Zhang, J.P. Franck. *Phys. Rev. B* **63**, 144 405 (2001).
- [19] Ф.Дж. Блатт, П.А. Шредер, К.Л. Фойлз, Д. Грейг. *Термоэлектродвижущая сила металлов*. Металлургия, М. (1980).
- [20] Э.Л. Нагаев. *УФН* **166**, 833 (1996).
- [21] Cz. Kapusta, P.C. Riedi, W. Kocemba, G.J. Tomka, M.R. Ibarra, J.M. De Teresa, M. Viret, J.M.D. Coey. *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 4079 (1999).
- [22] М.Ю. Каган, М.И. Кугель. *УФН* **171**, 577 (2001).
- [23] H. Kawano-Furukawa, R. Kajimoto, H. Yoshizawa, Y. Tomioka, H. Kuwahara, Y. Tokura. *Phys. Rev. B* **67**, 174 422 (2003).
- [24] Н.И. Солин, В.А. Казанцев, Л.Д. Фальковская, С.В. Наумов. *ФТТ* **47**, 1826 (2005).
- [25] J.B. Goodenough. *Prog. Solid State Chem.* **5**, 145 (1971).