

10,05

**Упругие свойства монокристаллов  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  ( $0 \leq y \leq 0.3$ )**

© Р.И. Зайнуллина

Институт физики металлов им. М.Н. Михеева УрО РАН,  
Екатеринбург, Россия  
E-mail: Zainul@imp.uran.ru

Поступила в Редакцию 19 июня 2019 г.

В окончательной редакции 19 июня 2019 г.

Принята к публикации 24 июня 2019 г.

Приведены результаты исследования температурных зависимостей скоростей продольных звуковых волн и внутреннего трения ферромагнитных монокристаллов  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  ( $0 \leq y \leq 0.3$ ) с магнитным фазовым переходом первого рода. В парамагнитной области температурные зависимости скорости звука и внутреннего трения проявляют протяженный температурный гистерезис, что указывает на неоднородность парамагнитного состояния. Структурное фазовое расслоение является, по-видимому, преобладающей причиной неоднородного парамагнитного состояния монокристаллов  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  с ( $0 \leq y \leq 0.3$ ),

**Ключевые слова:** манганит, скорость звука, внутреннее трение.

DOI: 10.21883/FTT.2019.11.48429.522

**1. Введение**

Ферромагнитные манганиты  $\text{Re}_{1-x}\text{D}_x\text{MnO}_3$  ( $\text{Re}$  — редкоземельный элемент, а  $\text{D} = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$ ) относятся к системам с сильным взаимодействием между электронной, магнитной и решеточной подсистемами кристалла. В наибольшей степени эта зависимость проявляется, когда имеет место фазовый переход первого рода при температуре Кюри  $T_c$ . Манганиты  $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  с  $x \sim 1/3$  относятся к таким соединениям [1]. Интересная эволюция свойств манганитов лантана наблюдается при замещении части лантана другим редкоземельным элементом, например, в соединениях  $(\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y)_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  [2]. Эти соединения имеют фиксированное оптимальное дырочное допирование  $x = 0.3$  и переменный средний радиус  $R_A$  катиона в  $A$  позиции перовскитной структуры. Ионный радиус празеодима (1.29 Å) заметно меньше радиуса лантана (1.36 Å) и кальция (1.34 Å) [3], что ведет к изменению параметров решетки. Показано в [2], что средний радиус  $R_A$  линейно связан с концентрацией празеодима  $y$ . При замещении лантана празеодимом соотношение  $\text{Mn}^{4+}/\text{Mn}^{3+}$  остается постоянным, но изменяются локальные структурные параметры, такие как длина связи  $\text{Mn}-\text{O}$  и угол связи  $\text{Mn}-\text{O}-\text{Mn}$ , которые прямо влияют на электронный перескок между ионами  $\text{Mn}$  [4]. К тому же магнитный момент  $\text{Pr}^{3+}$  отличен от нуля. Присутствие в  $A$  позиции перовскитной ячейки ионов различных радиусов и различных магнитных моментов должно вести к возрастанию неомогенностей как решеточной, так и магнитной подсистем кристалла. Существование диэлектрических областей (с особым типом зарядового упорядочения) и металлических ферромагнитных доменов с типичными размерами  $\sim 0.5 \mu\text{m}$  установлено из данных электронной микроскопии в  $(\text{La}, \text{Pr}, \text{Ca})\text{MnO}_3$  системе [4]. Появление орбитального и

возможно зарядового упорядочения выше температуры Кюри обнаружено в работах [5,6].

В манганитах  $\text{La}_{1-x-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  с  $x$  около 0.3 и  $y < 0.4$  переход из ферромагнитного в парамагнитное состояние сопровождается изменением решетки как непосредственно в ходе магнитного перехода, так и, возможно, выше температуры Кюри. Эти изменения происходят в рамках одной и той же орторомбической группы  $Pnma$  и невелики. Для исследования слабых изменений решетки весьма эффективным средством оказываются измерения упругих свойств — скорости звука и внутреннего трения. Результаты акустических исследований монокристаллов  $\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  с  $y = 0; 0.2$  и  $0.3$  были опубликованы нами ранее в [1,7,8]. Однако в этих работах были представлены результаты изучения упругих свойств отдельных соединений. Данная работа посвящена исследованию концентрационных зависимостей выявленных особенностей упругих свойств ферромагнитных монокристаллов  $\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  ( $0 \leq y \leq 0.3$ ) с магнитным фазовым переходом первого рода при температуре Кюри  $T_c$ .

Установлено, что замещение лантана празеодимом ведет к значительному уменьшению скорости продольных ультразвуковых волн как в ферромагнитной, так и в парамагнитной областях. Крутое изменение скорости звука встречается в интервале, который полностью совпадает с переходной областью, определенной из магнитных данных [9]. В парамагнитной области обнаружен протяженный температурный гистерезис скорости звуковых волн и внутреннего трения. Температурный интервал гистерезиса растет с ростом концентрации празеодима. Показано, что магнитные неомогенности проявляют себя в наибольшей степени в переходной области, а решеточные неомогенности становятся явными в парамагнитном состоянии. Результаты указывают на многоступенчатый характер решеточных превращений

в процессе перехода из ферромагнитного состояния в парамагнитное.

## 2. Образцы и методика эксперимента

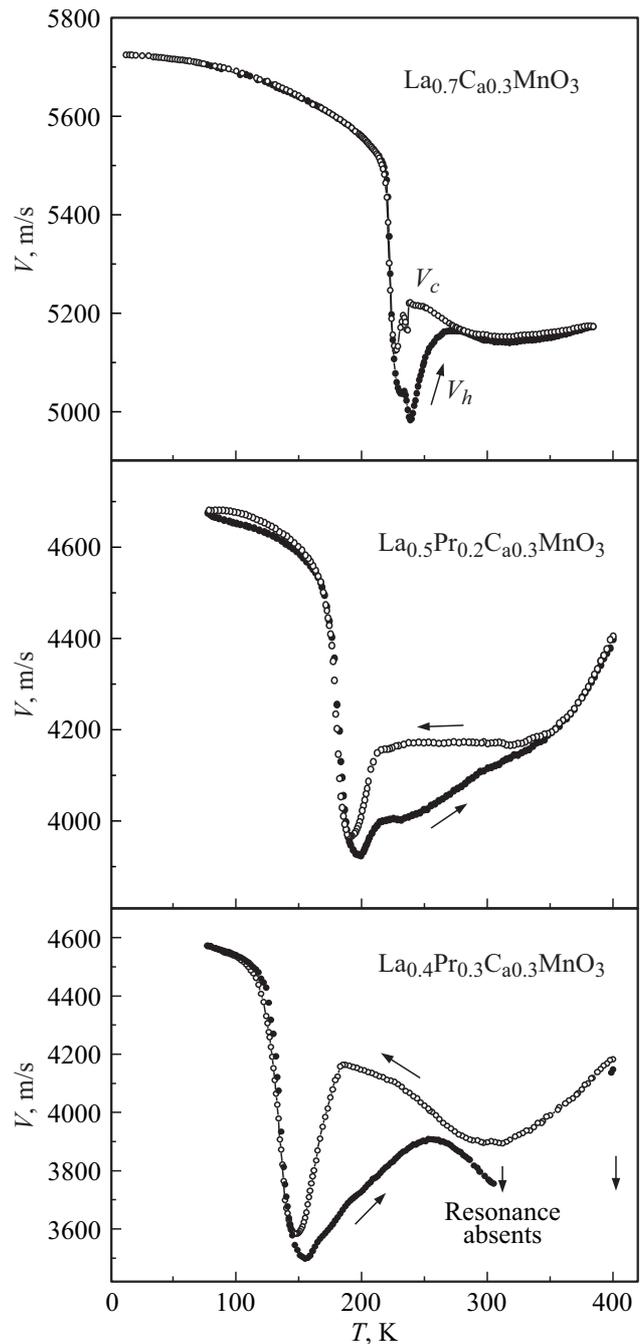
Монокристаллические стержни  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  диаметром 4 mm и длиной около 40 mm были выращены методом плавающей зоны с радиационным нагревом [10]. Для измерения упругих свойств вырезались образцы длиной около 30 mm.

Скорость звуковых волн  $V$  и внутреннее трение  $Q^{-1}$  измерялись методом составного вибратора на частотах порядка 100 kHz. Этот метод основан на измерении резонансной частоты и добротности механической системы, состоящей из исследуемого образца и приклеенного к нему пьезоэлектрического преобразователя [11]. В качестве преобразователя использовались кварцевые вибраторы X-среза, возбуждающие продольные колебания. Измерения температурных зависимостей упругих свойств при охлаждении и нагреве осуществлялись в атмосфере газообразного гелия со средней скоростью изменения температуры 20 K/h.

## 3. Результаты измерений

На рис. 1 приведены кривые температурных зависимостей скоростей продольных звуковых волн, снятые в режиме охлаждения  $V_c(T)$  и нагрева  $V_h(T)$  монокристаллов  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  ( $y = 0, 0.2, 0.3$ ). Измерения были выполнены следующим образом. Вначале образец нагревался от комнатной температуры до 400 K, удерживался при этой температуре 0.5 h, затем скорость звуковых волн и внутреннее трение измерялись при охлаждении от 400 до 77 K с последующим нагревом до 400 K. Измерения образца  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  проводились в температурном интервале от 12 до 385 K. Видно, что замещение лантана празеодимом приводит к уменьшению скорости продольных звуковых волн как в ферромагнитной, так и в парамагнитной областях. При охлаждении от 400 K для всех исследованных монокристаллов наблюдается уменьшение скорости звука до  $T \sim 300$  K, далее скорость растет до 238 K (для  $y = 0$ ); 215 K (для  $y = 0.2$ ) и 184 K (для  $y = 0.3$ ). Дальнейшее охлаждение образцов ведет к уменьшению скорости звуковых волн. Интервал температур, в котором это уменьшение наблюдается, растет с ростом концентрации празеодима. Чем больше концентрация Pr, тем больше относительное уменьшение скорости звука  $\Delta V/V$ . Температуры минимумов уменьшаются с увеличением содержания празеодима и практически совпадают с температурами Кюри  $T_c$  [9]. Уменьшение температуры ниже  $T_c$  ведет к крутому росту скорости звука. При дальнейшем уменьшении температуры скорость роста  $V_c(T)$  замедляется.

Кривые скорости продольного звука при нагреве  $V_h(T)$  практически совпадают с кривыми при охлаждении в интервале, лежащем ниже температуры минимума при

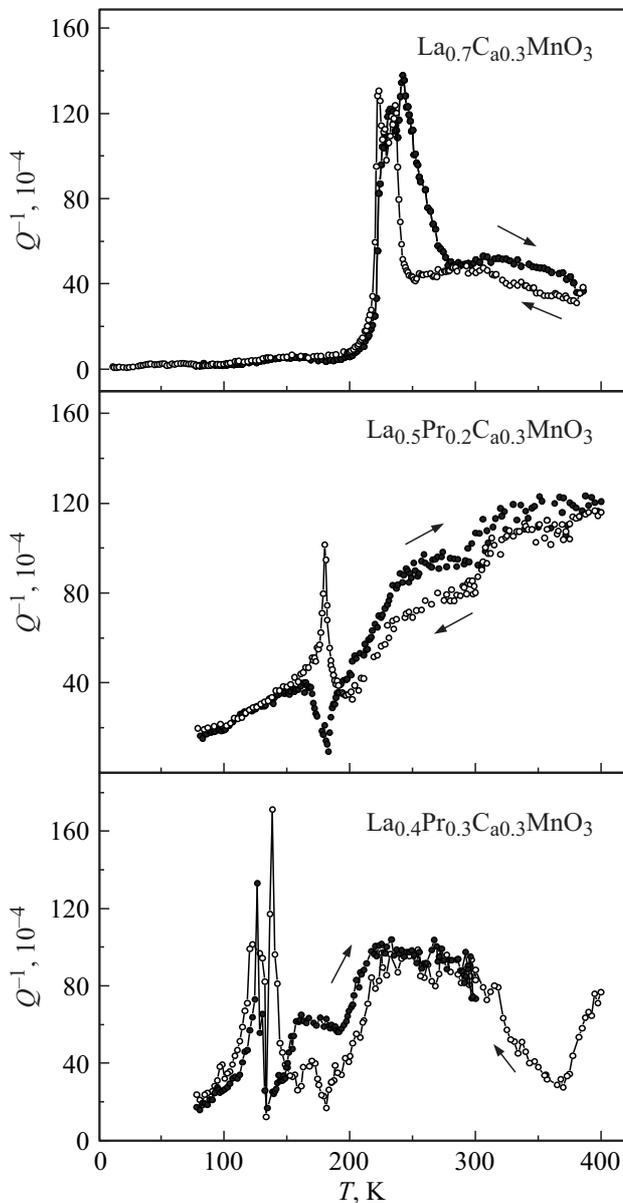


**Рис. 1.** Температурные зависимости скоростей продольного звука, снятые охлаждении (светлые символы) и нагреве (темные символы) монокристаллов  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ .

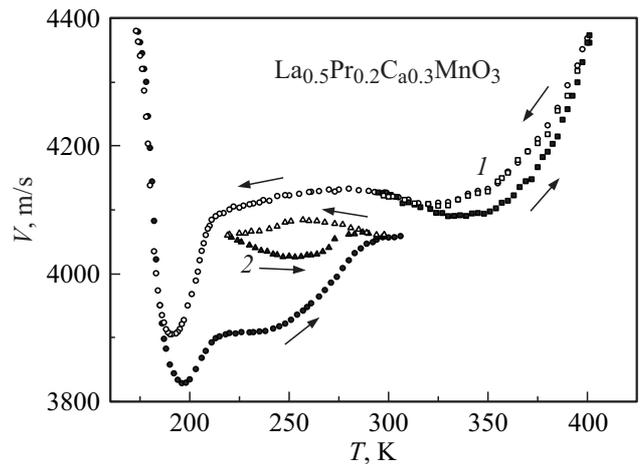
охлаждении. Кривые  $V_h(T)$  достигают минимума при более высокой температуре, чем кривые при охлаждении. С дальнейшим ростом температуры наблюдается возрастание скорости звука. При одной и той же температуре скорость звука при нагреве меньше скорости звука при охлаждении. Температурный гистерезис наблюдается на кривых  $V(T)$  при температурах выше температуры Кюри  $T_c$ . Протяженность гистерезиса по температуре растет с ростом концентрации празеодима. При нагре-

ве от 300 до 380 К для образца  $\text{La}_{0.4}\text{Pr}_{0.3}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  не удалось обнаружить резонанс составного вибратора. Дальнейшие измерения при нагреве стали возможными только выше 380 К. Из рис. 1 видно, что кривые  $V_h(T)$  и  $V_c(T)$  выше  $T_c$  отличаются друг от друга не только численными значениями, но и видом температурной зависимости.

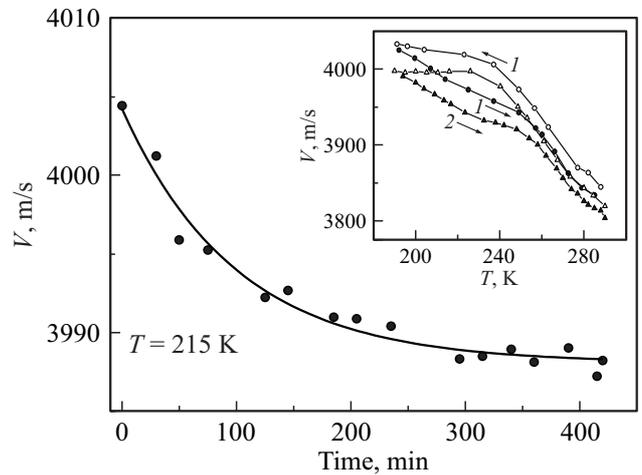
На рис. 2 приведены кривые температурной зависимости внутреннего трения  $Q^{-1}(T)$  монокристаллов  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  ( $y = 0, 0.2, 0.3$ ), снятые при нагреве и охлаждении. Видно, что в области магнитного фазового перехода 1 рода при  $T_c$  наблюдаются острые пики внутреннего трения. В ферромагнитной области внутренние трения при нагреве  $Q_h^{-1}(T)$  и охлажде-



**Рис. 2.** Температурные зависимости внутреннего трения, измеренные при охлаждении (светлые символы) и нагреве (темные символы) монокристаллов  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ .



**Рис. 3.** „Частные петли“ температурного гистерезиса скорости звука, снятые при охлаждении (светлые символы) и нагреве для монокристалла  $\text{La}_{0.5}\text{Pr}_{0.2}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ .



**Рис. 4.** Временная зависимость скорости звука для монокристалла  $\text{La}_{0.4}\text{Pr}_{0.3}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  при  $T = 215$  К. На вставке: Зависимость от цикла измерений кривых  $V(T)$ , снятых при охлаждении (светлые символы) и нагреве (темные символы) для монокристалла  $\text{La}_{0.4}\text{Pr}_{0.3}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ .

нии  $Q_c^{-1}(T)$  практически совпадают, а в парамагнитной области значения  $Q_h^{-1}(T) > Q_c^{-1}(T)$  при одинаковых температурах. С дальнейшим повышением температуры кривые внутреннего трения при нагреве и охлаждении совпадают. Отметим, что для образца с  $y = 0.3$  не удалось провести сравнение кривых в интервале (296–380) К.

Рис. 3 показывает „частные петли“ температурного гистерезиса скорости продольных звуковых волн для монокристалла  $\text{La}_{0.5}\text{Pr}_{0.2}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Петля 1 получена следующим образом: вначале образец нагревался до 400 К и проводились измерения в режиме охлаждения от 400 до 297 К. Затем скорость звука измерялась при нагреве от 297 до 400 К и при охлаждении от 400 до 297 К. Петля 2 была получена таким образом: образец нагревался до 400 К, охлаждался до 77 К, нагревался

до 297 К, после чего измерения проведены в режиме охлаждения до 220 К и последующего нагрева до 297 К.

На рис. 4 показана временная зависимость скорости продольного звука  $V$  при  $T = 215$  К для монокристалла  $\text{La}_{0.4}\text{Pr}_{0.3}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ . Исходное состояние было получено быстрым охлаждением образца от 400 К до указанной температуры. Зависимость скорости звука  $V$  от времени  $t$  хорошо описывается выражением  $V(t) = A + B \exp(-t/t_0)$ ,  $A = 3988$  м/с,  $B = 16.2$  м/с, время релаксации  $t_0 = 99.6$  мин. Вероятно, что временная эволюция свойств решетки наиболее существенна при нагреве в температурном интервале от 300 до 380 К, поскольку при этих температурах нам не удалось обнаружить резонанс составного вибратора

На вставке рис. 4 приведена для монокристалла  $\text{La}_{0.4}\text{Pr}_{0.3}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  зависимость от цикла измерений кривых  $V(T)$ , снятых при охлаждении и нагреве в температурном интервале от 290 до 190 К и обратно. Температура 290 К достигнута охлаждением от 400 К. Видно, что скорость звука  $V$  уменьшается с каждым последующим циклом измерений.

#### 4. Обсуждение результатов

Исследованные монокристаллы  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  ( $0 \leq y \leq 0.3$ ) являются ферромагнетиками с магнитным фазовым переходом первого рода при температуре Кюри  $T_c$ . Замещение лантана празеодимом приводит к уменьшению температуры  $T_c$  и расширению интервала перехода, что указывает на значительный рост магнитных неомогенностей [9].

При переходе из ферромагнитного состояния в парамагнитное скорость звука в этих кристаллах уменьшается от  $\sim 10$  до  $\sim 28\%$  с ростом содержания празеодима от  $y = 0$  до  $y = 0.3$ . Это свидетельствует о существенном изменении решеточных свойств. Хотя изменения типа кристаллической решетки не происходит, такой фазовый переход является в большей степени магнито-структурным, чем чисто магнитным.

Согласно результатам нейтронографических исследований [5] в поликристалле  $\text{La}_{0.35}\text{Pr}_{0.35}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  имеет место следующая последовательность фазовых переходов  $T_M < T_c < T_O$ . Орбитальное (и возможно, зарядовое) упорядочение наблюдается при температуре  $T_O \sim 200$  К, предшествующее ферромагнитному переходу  $T_c$ . При переходе в насыщенную ферромагнитную фазу с высокой проводимостью при  $T_M \sim 150$  К происходит „плавление“ орбитального упорядочения и наблюдается значительное изменение параметра решетки  $a$ , сопровождаемое скачком объема  $\sim 0.15\%$ . В работе [6] в монокристалле  $\text{La}_{5/8-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{3/8}\text{MnO}_3$  с  $y \sim 0.35$  также обнаружена зарядово-упорядоченная диэлектрическая фаза СО при  $T_{CO} \sim 200$  К. В отличие от данных в [5], в этой работе утверждается наличие, кроме СО фазы, другой диэлектрической фазы ниже  $T_{CO}$ , которая не проявляет зарядового упорядочения. Внутри этой последней фазы имеет место переход от парамагнитного состояния к ферромагнитному при температуре Кюри  $T_c$ .

Анализ кривых  $V_c(T)$  (рис. 1) допускает, что предложенная в [5] последовательность фазовых переходов может иметь место и в исследованных нами монокристаллах. Тогда следует, что для монокристалла  $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$   $T_O \sim 238$  К,  $T_c \sim 227$  К и  $T_M \sim 222$  К; для  $\text{La}_{0.5}\text{Pr}_{0.2}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$   $T_O \sim 218$  К,  $T_c \sim 190$  К и  $T_M \sim 180$  К, а для  $\text{La}_{0.4}\text{Pr}_{0.3}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$   $T_O \sim 187$  К,  $T_c \sim 148$  К и  $T_M \sim 136$  К. Сильное изменение скорости звука при  $T_M$ , по-видимому, обусловлено скачком объема кристалла [5]. Отметим, что острые пики внутреннего трения наблюдаются на  $Q_c^{-1}(T)$  при  $T_M$ .

Кривые скорости звука, измеренные при нагреве и охлаждении, значительно отличаются друг от друга. Температурные зависимости скорости звука и внутреннего трения демонстрируют протяженный температурный гистерезис. Температурный интервал гистерезиса растет с ростом концентрации празеодима. „Частные петли“ температурного гистерезиса  $V(T)$  (рис. 3) и временные зависимости скорости звука (рис. 4) наблюдаются в монокристаллах выше области магнитного перехода при  $T_c$ . Указанные особенности являются проявлением неомогенности парамагнитного состояния.

Следует отметить, что гистерезис в парамагнитной области ранее не наблюдался при изучении кинетических свойств в  $\text{La}_{1-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{2/3}\text{MnO}_3$  [4], а также температурных зависимостей электросопротивления и магнитной восприимчивости в манганите  $(\text{La},\text{Pr})_{5/8}\text{Ca}_{3/8}\text{MnO}_3$  [6]. Наличие температурного гистерезиса скорости звука и внутреннего трения указывает на сосуществование различных кристаллических фаз в парамагнитной области.

В работе [8] для объяснения гистерезисных и релаксационных свойств в парамагнитной области в монокристаллах  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  ( $0 \leq y \leq 0.3$ ) предполагается наличие наряду с ферромагнитной металлической фазой ( $F$  фаза) двух диэлектрических фаз  $P_1$  и  $P_2$  выше температуры Кюри. Фаза  $P_1$  считается орбитально упорядоченной и равновесной только внутри узкого температурного интервала вблизи области магнитного перехода. При высоких температурах фаза  $P_2$  становится равновесной и орбитально-разупорядоченной, а фаза  $P_1$  — метастабильной. Предполагается, что скорость звука в этих фазах подчиняется неравенству  $V_{P1} < V_{P2} < V_F$ . При охлаждении от 400 К до  $T_O$  образец содержит только  $P_2$  фазу. Переход  $P_2 \rightarrow P_1$  начинается при  $T_O$  резким уменьшением скорости звука до минимального значения, затем скорость звука круто возрастает в результате перехода в ферромагнитное состояние.

Переход от ферромагнитного в парамагнитное состояние происходит в два этапа. Вначале имеет место переход от фазы  $F$  к фазе  $P_1$  и сопровождается крутым уменьшением скорости звука. Затем происходит переход  $P_1 \rightarrow P_2$ , сопровождающийся возрастанием скорости звука. Однако включения  $P_1$  фазы существуют в матрице  $P_2$  при  $T > T_O$ . При возрастании температуры объем этих включений уменьшается и разность между  $V_h$  и  $V_c$  уменьшается.

В парамагнитной области внутреннее трение, измеренное при охлаждении от 400 К ниже, чем измеренное

при нагреве. Этот результат согласуется с предположением, что образец содержит только  $P_2$  фазу при охлаждении от 400 К до  $T_0$ .

Факторы, которые благоприятствуют стабилизации включений  $P_1$  фазы в  $P_2$  матрице могут исходить от упругих напряжений, на наличие которых в манганитах  $\text{La}_{1-x-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_x\text{MnO}_3$  указано в работах [12,13]. Для объяснения сосуществования негомогенностей разного масштаба в этих работах предложена модель структурного фазового расслоения, согласно которой фаза с решеточными искажениями является диэлектрической, а без решеточных искажений — металлической. Сосуществование разных электронных фаз предполагается структурным по происхождению. Конкуренция между сосуществующими фазами обуславливает появление локальных метастабильных состояний, которые проявляют себя, например, в эффектах, зависящих от времени.

Большая структурная анизотропия происходит от янтеллеровских искажений [12]. Искаженные октаэды могут образовывать специфические структуры, часто рассматриваемые как зарядовое и орбитальное упорядочение. Согласно [14] упругие взаимодействия в случае анизотропных янтеллеровских ионов могут создавать негомогенные структуры со специфическим орбитальным упорядочением.

В исследованных нами монокристаллах сосуществование предполагаемых нами орбитально-упорядоченной фазы  $P_1$  и орбитально-разупорядоченной фазы  $P_2$  наблюдается в диэлектрическом состоянии при температурах выше температуры магнитного упорядочения, поэтому магнитные механизмы играют здесь незначительную роль. Тем не менее упругие свойства проявляют особенности, наблюдаемые в области магнитного упорядочения для структурного фазового расслоения, а именно, гистерезисные и релаксационные явления. Можно предположить, что орбитально-упорядоченная фаза является фазой с упругими напряжениями, а орбитально-разупорядоченная фаза — фазой без упругих напряжений. В парамагнитной области при высоких температурах в монокристаллах  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  с ( $0 \leq y \leq 0.3$ ) не наблюдается орбитальное упорядочение. Согласно [15] орбитально-разупорядоченная фаза является фазой с более высокой симметрией, где орбитальное вырождение не снято.

Расширение температурного интервала гистерезиса скорости звука в парамагнитной области с ростом концентрации празеодима подтверждает результаты [12] о содействии малых ионов празеодима сохранению решеточных искажений в кристалле. Этим можно объяснить сосуществование возникающей при нагреве орбитально-упорядоченной фазы  $P_1$  с упругими напряжениями с орбитально-разупорядоченной фазой  $P_2$  без упругих напряжений.

## 5. Заключение

Установлено, что замещение лантана празеодимом в монокристаллах  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  с ( $0 \leq y \leq 0.3$ ) приводит к значительному уменьшению скорости звука.

Сильная связь магнитных и решеточных свойств показывает, что фазовый переход первого рода при  $T_c$  является не чисто магнитным, а магнитоструктурным.

В парамагнитной области в монокристаллах  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  с ( $0 \leq y \leq 0.3$ ) обнаружен протяженный температурный гистерезис скоростей продольного звука и внутреннего трения, что свидетельствует о неоднородности их парамагнитного состояния.

Структурное фазовое расслоение, по-видимому, является преобладающей причиной негомогенного парамагнитного состояния монокристаллов  $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$  с ( $0 \leq y \leq 0.3$ ).

## Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность Н.Г. Бебенину за плодотворное сотрудничество.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания по теме „Спин“ № АААА-А18-118020290104-2.

## Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] R.I. Zainullina, N.G. Bebenin, V.V. Ustinov, Ya.M. Mukovskii, D.A. Shulyatev. Phys. Rev. B **76**, 014408 (2007).
- [2] A.M. Balagurov, V.Yu. Pomjakushin, D.V. Sheptyakov, V.L. Aksenov, F. Fischer, L. Keller, O.Yu. Gorbenko, A.R. Kaul, N.A. Babushkina. Phys. Rev. B **64**, 024420 (2001).
- [3] Y. Tokura. Rep. Prog. Phys. **69**, 797 (2006).
- [4] M. Uehara, S. Mori, C.H. Chen, S.-W. Cheong. Nature **399**, 560 (1999).
- [5] А.М. Балагуров, В.Ю.Помякушин, В.Л. Аксенов, Н.А. Бабушкина, Л.М. Белова, О.Ю. Горбенко, А.Р. Кауль, Н.М. Плакида, П. Фишер, М. Гутман, Л. Келер. Письма в ЖЭТФ **67**, 9, 672 (1998).
- [6] V. Kiryukhin, B.G. Kim, V. Podzorov, S.-W. Cheong, T.Y. Koo, J.P. Hill, I. Moon, Y.H. Jeong. Phys. Rev. B **63**, 024420 (2000).
- [7] Р.И. Зайнуллина, Н.Г. Бебенин, В.В. Устинов, Я.М. Муковский. ФММ **114**, 427 (2013).
- [8] Н.Г. Бебенин, Р.И. Зайнуллина, В.В. Устинов. ФТТ **58**, 288 (2016).
- [9] N.G. Bebenin, R.I. Zainullina, V.V. Ustinov, Ya.M. Mukovskii. JMMM **354**, 76 (2014).
- [10] D. Shulyatev, S. Karabashev, A. Arsenov, Ya. Mukovskii, S. Zverkov. J. Crys. Growth. **237–239**, 810 (2002).
- [11] H.J. McSkimin. In: Physical Acoustics. Principles and Methods / Ed. W.P. Mason Academic Press. N.Y.—London. V. 1. Pt. A. P. 272 (1964). [Г. Мак-Скимин. В кн.: Физическая акустика. Методы и приборы ультразвуковых исследований / Под ред. У. Мазона. Мир, М. (1966). Т. 1А. С. 327].
- [12] M. Uehara, S.-W. Cheong. Europhys. Lett. **52**, 6, 674 (2000).
- [13] K.H. Ahn, T. Lookman, A.R. Bishop. Nature **428**, 401 (2004).
- [14] D.I. Khomskii, K.I. Kugel. Europhys. Lett. **55**, 2, 208 (2001).
- [15] К.И. Кугель, Д.И. Хомский. УФН **136**, 4, 621 (1982).

Редактор Т.Н. Василевская