

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 $\text{Re}_{1-x}\text{D}_x\text{MnO}_3$ (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 Mn [4]. К тому же магнитный момент Pr^{3+} отличен от нуля. Присутствие в A позиции перовскитной ячейки ионов различных радиусов и различных магнитных моментов должно вести к возрастанию негомогенностей 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 негомогенности проявляют себя в наибольшей степени в переходной области, а решеточные негомогенности 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

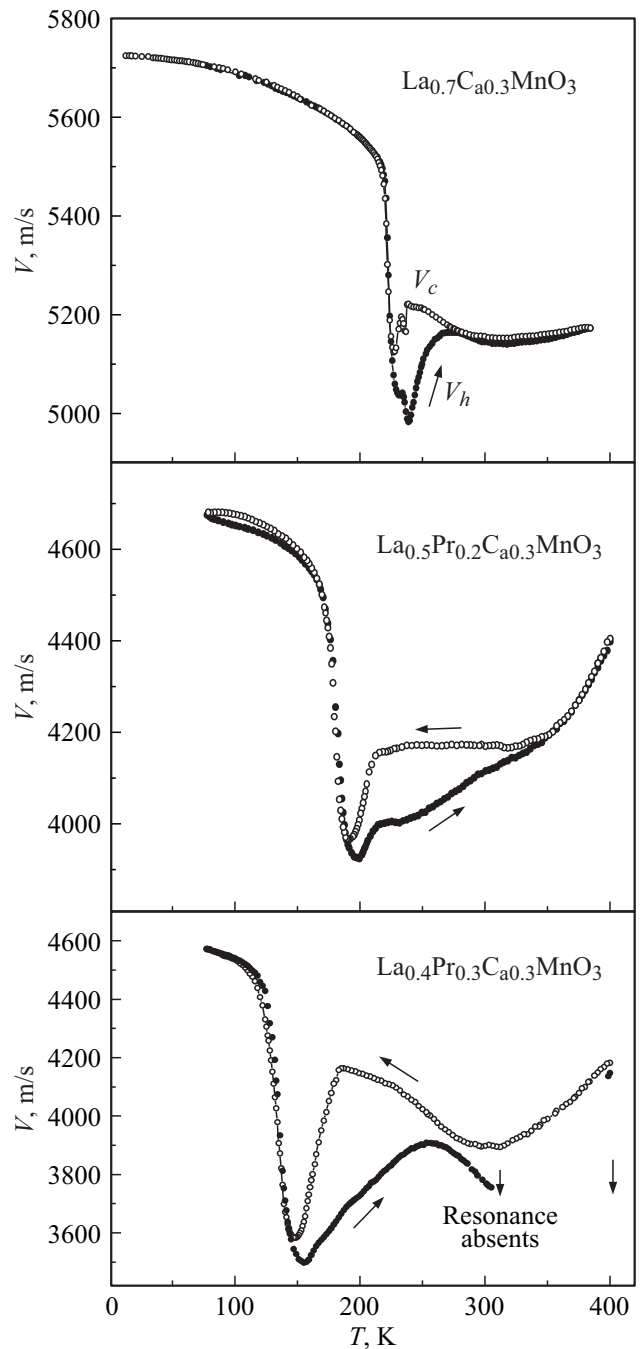


Рис. 1. Температурные зависимости скоростей продольного звука, снятые охлаждении (светлые символы) и нагреве (темные символы) монокристаллов $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$.

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-

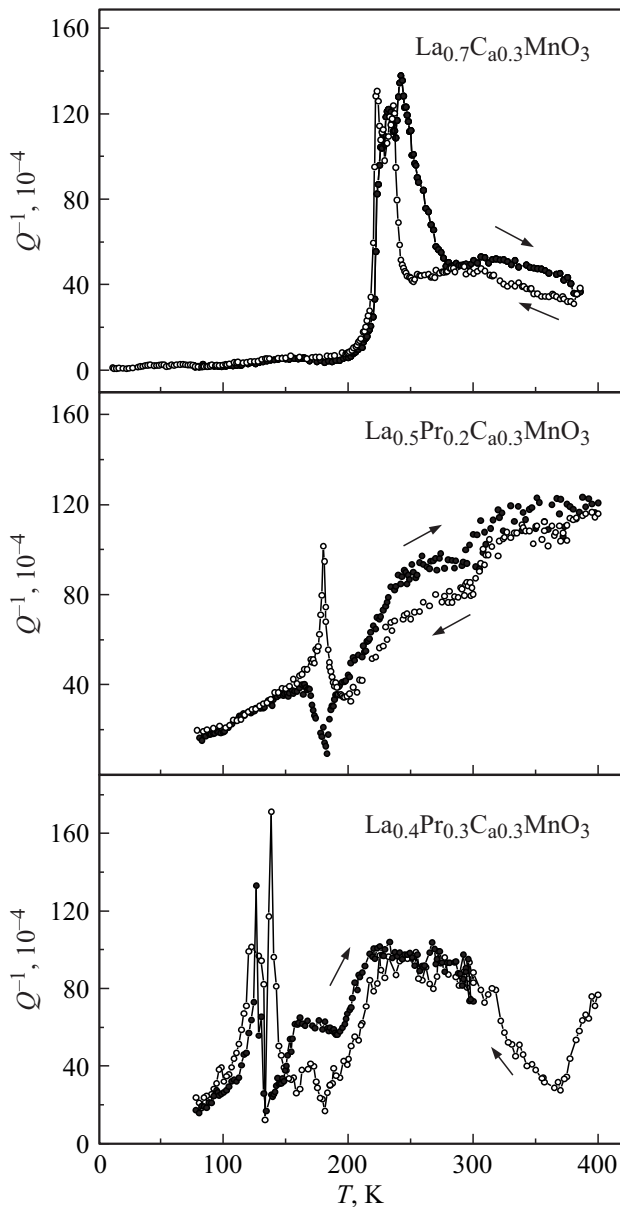


Рис. 2. Температурные зависимости внутреннего трения, измеренные при охлаждении (светлые символы) и нагреве (темные символы) монокристаллов $\text{La}_{0.7-y}\text{Pr}_y\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$.

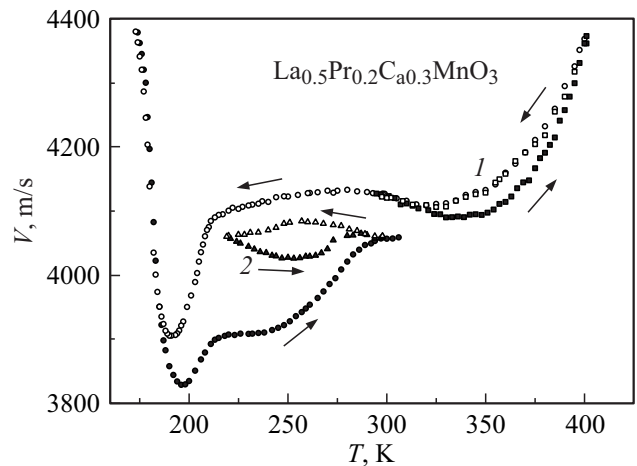


Рис. 3. „Частные петли“ температурного гистерезиса скорости звука, снятые при охлаждении (светлые символы) и нагреве для монокристалла $\text{La}_{0.5}\text{Pr}_{0.2}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$.

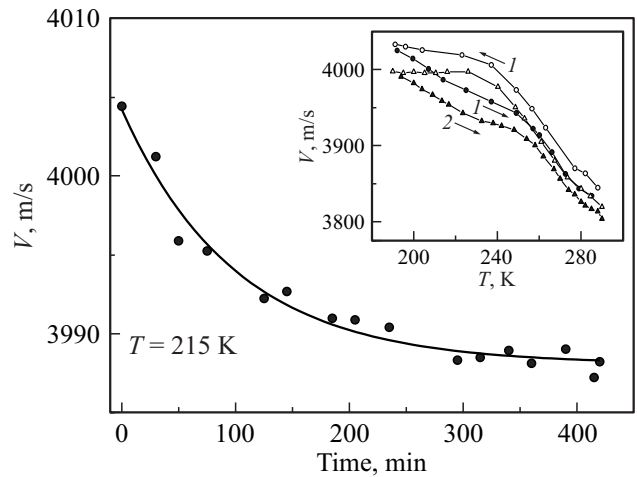


Рис. 4. Временная зависимость скорости звука для монокристалла $\text{La}_{0.4}\text{Pr}_{0.3}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ при $T = 215$ К. На вставке: Зависимость от цикла измерений кривых $V(T)$, снятых при охлаждении (светлые символы) и нагреве (темные символы) для монокристалла $\text{La}_{0.4}\text{Pr}_{0.3}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$.

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 ~ 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