

Магнитные фазы в $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$: влияние температуры и упругих деформаций

А. Б. Безносков, В. В. Еременко, Е. Л. Фертман, В. А. Десненко

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: beznosov@ilt.kharkov.ua*

Д. Д. Халявин

*Институт физики твердого тела и полупроводников НАН Беларуси
ул. П. Бровки, 17, г. Минск, 220072, Беларусь*

Статья поступила в редакцию 26 февраля 2002 г.

Исследованы статическая намагничённость M_N и динамическая магнитная восприимчивость χ_{ac} поликристаллического манганита $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ в интервале температур $5 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$. Измерения проведены на образце с размагничивающим фактором $N = 5,4$ в статических магнитных полях H в интервале $0-120 \text{ Э}$ и на тороидальном образце с $N = 0$ в полях частотой 120 и 1000 Гц и амплитудой $8 \cdot 10^{-3}-4,1 \text{ Э}$. В области $5 \text{ K} < T < 270 \text{ K}$ исследовано влияние одноосного давления $P = 0,1 \text{ кбар}$ на статическую восприимчивость $\chi_N = M_N/H$. Обнаружено, что в магнитоупорядоченном состоянии (ниже 314 К) χ_{ac} не зависит от амплитуды поля в интервале $1,5-4,1 \text{ Э}$ и температуры между 250 и 302 К. При температуре $T_p = 250 \text{ K}$ обнаружен фазовый переход 2-го рода (разрыв производной $\partial\chi_{ac}/\partial T$), при $T_i = 177,5 \text{ K}$ — фазовый переход 1-го рода (разрыв зависимости $\chi_{ac}(T)$). Одноосное давление приводит к аномальному понижению восприимчивости в области 160–250 К с острым минимумом при 200 К. Температурная и полевая зависимости магнитной восприимчивости вне области фазовых переходов интерпретированы в рамках представлений об образовании в системе в слабых полях при температуре ниже 302 К геликоидальной магнитной структуры.

Досліджено статичну намагніченість M_N і динамічну магнітну сприйнятливність χ_{ac} полікристалічного манганіту $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ в інтервалі температур $5 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$. Виміри проведено на зразці з розмагнічуючим фактором $N = 5,4$ в статичних магнітних полях H в інтервалі $0-120 \text{ Е}$ і на тороїдальному зразці з $N = 0$ в полях частотою 120 і 1000 Гц і амплітудою $8 \cdot 10^{-3}-4,1 \text{ Е}$. В області $5 \text{ K} < T < 270 \text{ K}$ досліджено вплив одноосного тиску $P = 0,1 \text{ кбар}$ на статичну сприйнятливність $\chi_N = M_N/H$. Виявлено, що в магнітовпорядкованому стані (нижче 314 К) χ_{ac} не залежить від амплітуди поля в інтервалі $1,5-4,1 \text{ Е}$ і температури між 250 та 302 К. При температурі $T_p = 250 \text{ K}$ виявлено фазовий перехід 2-го роду (розрив похідної $\partial\chi_{ac}/\partial T$), при $T_i = 177,5 \text{ K}$ — фазовий перехід 1-го роду (розрив залежності $\chi_{ac}(T)$). Одноосний тиск приводить до аномального зниження сприйнятливності в області 160–250 К з гострим мінімумом при 200 К. Температурна і польова залежності магнітної сприйнятливності зовні області фазових переходів інтерпретовано в рамках уявлень щодо утворення в системі в слабких полях при температурі нижче 302 К гелікоїдальної магнітної структури.

PACS: 75.30.-m, 75.80.+q, 75.70.Pa

1. Введение

Соединение со структурой перовскита $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ представляет собой один из первых оксидов марганца, привлечших внимание исследователей в прошлом десятилетии в связи с поиском новых материалов микроэлектроники. Тем не менее перовскиты $\text{La}-\text{Ba}-\text{Mn}-\text{O}$ остаются одними из наименее исследованных оксидов с колоссальным магнитосопротивлением [1], хотя и вызывают большой интерес как с научной, так и с прикладной точек зрения. Одной из характерных особенностей Ba -замещенных манганитов является значительное расхождение в размерах ионов лантанидов и Ba , ведущее к большим значениям фактора толерантности t системы, характеризующего внутренние напряжения в кристаллической решетке [2]. По сравнению с аналогичными манганитами, допированными Ca и Sr , замещение лантана барием приводит к особенно большим внутренним напряжениям в кристалле. Соответственно, фактор толерантности $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$, определяемый выражением

$$t = (A - O) / \sqrt{2} (M - O),$$

где $A-O$ и $M-O$ — длины связей в кубическом перовските AMO_3 , оказывается наибольшим среди всех известных изоструктурных соединений типа $\text{Ln}_{2/3}\text{A}_{1/3}\text{MnO}_3$ ($\text{Ln} = \text{La}, \text{Pr}, A = \text{Ca}, \text{Sr}, \text{Ba}$): его величина превышает 0,99 и близка к 1 [3]. В результате $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ является почти кубическим перовскитом с высокой температурой Кюри $T_C \approx 340 \text{ K}$ [4,5]. Соединение обладает достаточно простой, на первый взгляд, магнитной фазовой диаграммой: при нормальном давлении $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ выше T_C является парамагнитным диэлектриком (возможно, что в монокристалле температурный переход диэлектрик–металл слегка смещен [4]), ферромагнитным проводником ниже этой температуры и имеет пик модуля магнитосопротивления в окрестности T_C [4,6].

Ввиду того что система с близкими к критическим внутренними напряжениями должна быть весьма чувствительной к внешним механическим напряжениям, мы использовали влияние давления на магнитные свойства вещества для изучения устойчивости электронной и магнитной структур $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ в области магнитного упорядочения.

2. Эксперимент

Исходный массивный поликристаллический образец $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$, исследованный в ра-

боте, приготовлен стандартным методом твердотельной реакции в смеси порошков La_2O_3 , BaCO_3 и Mn_2O_3 , взятых в требуемой пропорции. После двухчасового предварительного отжига при $900 \text{ }^\circ\text{C}$, обеспечивающего декарбонизацию, смесь была спрессована в форме таблетки и спечена в течение 4 часов при $1470 \text{ }^\circ\text{C}$. Далее образец был медленно охлажден вместе с печью со скоростью $80 \text{ }^\circ\text{C}/\text{ч}$. Рентгенофазный анализ показал наличие однофазного вещества.

Магнитные измерения проведены на образцах в форме параллелепипеда (размером $2,55 \times 2,31 \times 1,1 \text{ мм}$ с размагничивающим фактором $N \sim 5,4$ в направлении короткого ребра, вдоль которого прикладывалось внешнее магнитное поле и одноосное давление) и тороида прямоугольного сечения (с внешним диаметром $2,31 \text{ мм}$, внутренним — 1 мм , толщиной $1,1 \text{ мм}$, $N = 0$). Статическая намагниченность M_N (и эффективная статическая магнитная восприимчивость $\chi_N = M_N/H$) образца с $N = 5,4$ и ее зависимость от одноосного давления $P = 0,1 \text{ кбар}$ измерены в интервале температур $5 \text{ K} \leq T \leq 270 \text{ K}$ в области внешних магнитных полей $0 < H < 120 \text{ Э}$ с помощью СКВИД-магнитометра. Применялись техника и методика измерений, подобные описанным в работе [7]. Образец с $N = 5,4$ использовался также для измерения температурной зависимости динамической магнитной восприимчивости в поле частотой 120 Гц и амплитудой 1 Э в интервале $250 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$. Тороидальный образец ($N = 0$) использован для измерений температурной и полевой зависимостей динамической магнитной восприимчивости χ_{ac} в поле частотой $\nu_{ac} = 1000 \text{ Гц}$ и амплитудным интервалом $8 \cdot 10^{-3} \text{ Э} < H_{0ac} < 4,1 \text{ Э}$ в температурной области $78 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$. Значение $N = 5,4$ является средним в интервале полей $20 \text{ Э} \leq H \leq 120 \text{ Э}$, где диапазон изменения размагничивающего фактора составил $5,29 \leq N \leq 5,51$.

3. Результаты

Результаты проведенных в работе измерений и расчетов представлены на рис. 1–3. Как видно на рис. 1, восприимчивость χ_{ac} при увеличении поля H_{0ac} быстро достигает насыщения и сохраняет значение $\chi_{ac} \approx 13,7$ при $T = 290 \text{ K}$ и $\chi_{ac} \approx 9,7$ при $T = 78 \text{ K}$ в интервале $1,5 \text{ Э} < H_{0ac} < 4,1 \text{ Э}$. Высокие значения магнитной восприимчивости приводят к тому, что намагниченность

$$M_N(H) = \frac{\chi[H_i(H)]H}{1 + N\chi[H_i(H)]}, \quad (1)$$

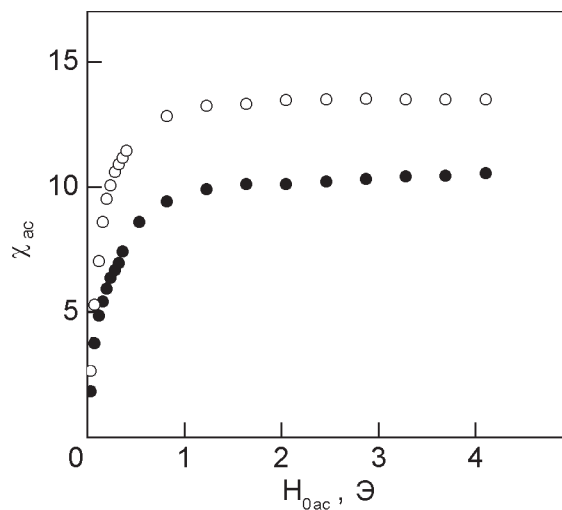


Рис. 1. Зависимости динамической магнитной восприимчивости χ_{ac} поликристалла $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ от амплитуды переменного магнитного поля H_{0ac} частотой $\nu_{ac} = 1000$ Гц при температурах 290 (o) и 78 (•) К.

где внутреннее поле в образце H_i является корнем уравнения

$$H_i = \frac{H}{1 + N\chi(H_i)}, \quad (2)$$

представляет собой почти линейную функцию внешнего магнитного поля H . Вычисленная по формулам (1), (2) с использованием в качестве $\chi(H_i)$ экспериментальных значений функции $\chi_{ac}(H_{0ac})$ зависимость $M_N(H)$ практически совпадает с полученной в эксперименте. Полагая

$$M_N(T, H) = \chi_N(T, H)H,$$

получаем

$$\chi_N(T, H) = \chi_{0N}(T) - \xi(T)H,$$

где параметры χ_{0N} и ξ равны $0,1891$ и $9,55 \cdot 10^{-5}$ для исследованного интервала полей и $T = 4,2$ К. Значению $H = 120$ Э соответствует $H_i = 2,4$ Э при $T = 78$ К. Близкие значения экспериментальных и расчетных данных указывают на согласованность результатов экспериментов, проведенных на образцах с различными размагничивающими факторами.

Температурное поведение восприимчивости оказалось также необычным (см. рис. 2). После резкого подъема ниже 320 К величина χ_{ac} остается практически постоянной в интервале $250 \text{ К} < T < 302 \text{ К}$ и, как можно ожидать, ниже 80 К. При температуре $T_p = 250$ К производная $\partial\chi_{ac}/\partial T$ терпит разрыв, а при температуре $T_i = 177,5$ К (середина 15-градусной температурной

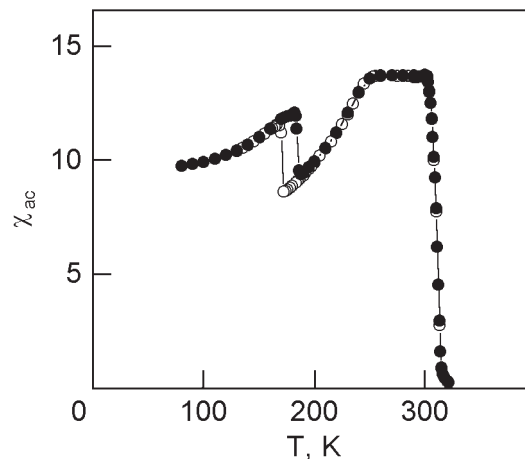


Рис. 2. Динамическая магнитная восприимчивость χ_{ac} поликристалла $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ в поле частотой $\nu_{ac} = 1000$ Гц и амплитудой $H_{0ac} = 2,2$ Э при охлаждении (o) и отогреве (•).

петли гистерезиса на рис. 2) разрыв терпит восприимчивость χ_{ac} .

Не менее неожиданным оказывается и температурное поведение добавки $\Delta\chi_N$ к восприимчивости χ_N под действием одноосного давления $P = 0,1$ кбар (рис. 3): функция $\Delta\chi_N(T)/\chi_N$ содержит три почти линейных участка $5 \text{ К} < T < 160 \text{ К}$, $160 \text{ К} < T < 200 \text{ К}$ и $200 \text{ К} < T < 270 \text{ К}$, для которых величина

$$\kappa_T = \frac{1}{\chi_N P} \frac{\partial \Delta\chi_N}{\partial T}$$

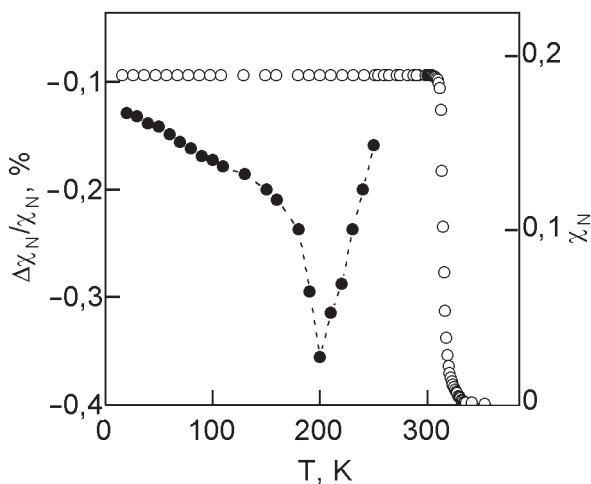


Рис. 3. Температурные зависимости эффективной магнитной восприимчивости χ_N (o) поликристаллического образца $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ и ее относительного изменения $\Delta\chi_N/\chi_N$ (•) под действием одноосного давления $P = 0,1$ кбар. Измерения проведены при отогреве образца в магнитном поле $H = 20$ Э после охлаждения в этом же поле; размагничивающий фактор образца $N = 5,4$.

при различных температурах равна: $\kappa_{160} = -0,054 \text{ Мбар}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$, $\kappa_{200} = -0,58 \text{ Мбар}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$ и $\kappa_{270} = 0,386 \text{ Мбар}^{-1}\cdot\text{К}^{-1}$; глубокий минимум при $T = 200 \text{ К}$ соответствует значению $\Delta\chi_N(T)/\chi_N P = -36 \text{ Мбар}^{-1}$.

4. Обсуждение

4.1. Проблема ферромагнитного состояния

Как можно видеть на рис. 1, магнитная восприимчивость системы имеет величину, характерную для мягких ферромагнетиков. В то же время отсутствие спада χ_{ac} , свидетельствующего о выходе на режим технического насыщения, показывает, что ферромагнитное насыщение не достигается в исследованном интервале полей H_{0ac} . Кривая намагничивания для многодоменной системы с простой ферромагнитной структурой в области малых полей должна иметь положительную кривизну $\partial^2\chi/\partial H^2$, в то время как эксперимент дает независимую от поля восприимчивость χ_{ac} при $H_{0ac} > 1,5 \text{ Э}$. Это означает, что наблюдаемая зависимость $\chi_{ac}(H_{0ac})$ не связана с движением доменных границ и может рассматриваться как внутримолекулярная. Но в таком случае, если магнитная структура системы простая ферромагнитная, восприимчивость должна существенно зависеть от температуры, так как должна определяться средним по кристаллу значением магнитного момента на атом Mn, зависимость которого от температуры качественно характеризуется функцией Бриллюэна [8–10]. Температурная зависимость намагниченности, близкая к бриллюэновской, действительно наблюдалась для тонкой пластины $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ в работе [11], но только в магнитных полях, превышающих 4 кЭ. Для мягкого ферромагнетика это необычно большая величина. Температура магнитного упорядочения T_C , которая является главным параметром функции Бриллюэна и найдена экстраполяцией к $\chi_{ac} = 0$ зависимости $\chi_{ac}^2 = \text{const}(T - T_C)$, оказалась равной 314 К. Согласно данным работы [11], это может означать, что кислородный индекс соединения меньше 3 и может быть равным 2,97.

4.2. Восприимчивость геликоидальной структуры

Независимая от магнитного поля и температуры магнитная восприимчивость $\chi = M/H$, принципиально подходящая по условиям настоящей задачи, может быть получена в модели неколлинеарной магнитной структуры — скошенной ферромагнитной [12] или простой геликоидальной (антиферромагнитной геликоидальной) [13]. Вос-

приимчивость скошенной ферромагнитной структуры определяется только обменными взаимодействиями [2] и может быть оценена по формуле для поперечной восприимчивости коллинеарного антиферромагнетика:

$$\chi_{\perp} = \frac{C}{2T_N}, \quad (3)$$

где C — константа Кюри, T_N — температура Нееля. Оценка по формуле (3) $\chi \approx 10^{-4}$ (если $T_N = 314 \text{ К}$), что на пять порядков меньше наблюдаемого значения. Экспериментальную величину $\chi \approx 10$ может дать модель простого длинно-периодного геликоида:

$$\chi_h = \frac{9\mu_B^2}{16k_B V_{fu}} \times \left\{ |J_2| \left(1 - \frac{J_1}{4|J_2|} \right)^2 \left[1 + \frac{J_1}{2|J_2|} \left(1 + \frac{J_1}{4|J_2|} \right) \right] \right\}^{-1}, \quad (4)$$

где μ_B — магнетон Бора, k_B — константа Больцмана, V_{fu} — объем формульной единицы вещества, $J_1 > 0$ и $J_2 < 0$ — обменные интегралы для первой и второй координационных сфер. Восприимчивость (4) может быть достаточно велика, если угол геликоида α , определяемый соотношением

$$\cos \alpha = -\frac{J_1}{4J_2}, \quad (5)$$

достаточно мал.

Поскольку полученные данные (постоянство магнитной восприимчивости при изменении поля и температуры в определенных интервалах значений) характерны для геликоидальной магнитной структуры [13,14], можно предположить, что магнитная структура $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ является геликоидальной. Механизм взаимодействия между ионами Mn, приводящий к образованию геликоидальных структур, может быть обусловлен различными причинами: 1) рудерман-киттелевскими осцилляциями спиновой плотности в магнитном проводнике [15,16] (каковым становится $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ ниже T_C); 2) конкуренцией ферромагнитных и антиферромагнитных взаимодействий, характерных для «среднезонных» оксидных магнетиков [17–20]; 3) совместным действием двойного обмена и взаимодействия Дзялошинского–Мория [1,21].

Главное ферромагнитное взаимодействие в рассматриваемой системе скорее всего негейзенберговское (двойной обмен, т.е. процесс обмена

электронами между ионами $\text{Mn}^{3(4)+}$ и O^{2-} по формуле



описывающей последовательность двух процессов: передачу p -электрона кислорода иону Mn^{4+} и перескок d -электрона иона Mn^{3+} на его место), а антиферромагнитное — гейзенберговское (суперобмен) [1,2,12,16,20,22], так что результирующий обменный параметр $J(\mathbf{Q})$, определяющий волновой вектор \mathbf{Q} магнитной структуры и температуру магнитного упорядочения T_C [17], имеет смешанное происхождение. Поэтому оценка величины J_1 с использованием модели молекулярного поля для гейзенберговского ферромагнетика

$$J_1 \approx \frac{3k_B T_C}{2zS(S+1)} \quad (6)$$

является достаточно условной (в случае двойного обмена связь T_C с S иная [2,17]). Тем не менее ее полезно проделать, чтобы убедиться в разумности получаемых таким способом величин, которые могут быть использованы для оценки угла геликоида.

Полагая в (6) число ближайших соседей иона Mn $z = 6$, спин иона Mn^{3+} $S = 3/2$, температуру магнитного упорядочения $T_C = 314$ К, получаем $J_1 \approx 24,5$ К. Оценка угла геликоида с учетом соотношений (4), (5) и значений $\chi \approx 13,67$ и $J_1 \approx 24,5$ К дает $\alpha \approx 5,8^\circ$ ($J_2 \approx -6,16$ К), что является, в общем, физически приемлемой величиной, однако не слишком пригодной для прямого экспериментального наблюдения: период структуры примерно в 62 раза превышает постоянную кристаллической решетки и достигает 238 Å. Значение $\chi = 9,73$ ниже 80 К соответствует в этой модели углу геликоида $\alpha \approx 6,3^\circ$ ($J_2 \approx -6,17$ К). Используя данные [11,23], можно заключить, что значение магнитного поля, переводящего наблюдаемую магнитную структуру в простую ферромагнитную, находится в полевым интервале $3 \text{ кЭ} < H < 4 \text{ кЭ}$.

4.3. Восприимчивость и эффекты давления

Скачок производной $\partial\chi_{ac}/\partial T$ в точке $T_p = 250$ К указывает на фазовый переход 2-го рода (мы учитываем, что $\chi_{ac} \approx M_{0ac}/H_{0ac}$, где M_{0ac} — амплитуда намагниченности), а скачок χ_{ac} при $T_i = 177,5$ К с характерным температурным гистерезисом «по часовой стрелке» является, очевидно, проявлением фазового перехода 1-го рода. Поскольку характер полевой зависимости восприимчивости в малых полях практически

одинаков как при высоких (290 К), так и при низких (78 К) температурах (рис. 1), мы полагаем, что магнитное состояние радикально не меняется при этих фазовых переходах. Вероятно, основные изменения происходят в кристаллической решетке: переход в точке T_p может быть связан с изменением пространственной группы симметрии решетки (полиморфный переход), а переход в точке T_i — с изменением атомного объема (изоморфный переход).

Влияние давления на магнитные свойства различных допированных манганитов со смешанной валентностью изучалось ранее прежде всего вблизи T_C . Приложение давления обычно стабилизирует ферромагнитное состояние ($dT_C/dP \approx 10\text{--}30$ К/ГПа [2,22]). Причем влияние обычного и химического (т.е. возникающего при замене ионов в узлах А ионами меньшего радиуса) давлений противоположно. Это связано с тем, что эффект давления состоит в увеличении интеграла перекрытия электронных функций ионов Mn и, следовательно, в уширении зон и повышении T_C , а уменьшение радиуса катионов в узлах А ведет к уменьшению углов связей Mn-O-Mn и, следовательно, к уменьшению интеграла переноса [22]. В этой схеме наблюдаемое влияние сравнительно низкого давления 0,1 кбар на магнитную восприимчивость манганита выглядит довольно необычно. Оно максимально при $T_e = 200$ К (индекс e здесь отражает предполагаемую электронную природу этой особенности), что составляет около 0,64 T_C , хорошо выделяется в интервале температур $160 \text{ К} < T < 260 \text{ К}$ и имеет отрицательный характер (восприимчивость уменьшается под действием давления, что в случае простой ферромагнитной структуры соответствовало бы понижению T_C). Обнаруженный эффект одноосного давления в магнитной восприимчивости оксида содержит особую точку — разрыв производной $\partial^2 M_N / \partial P \partial T$ при $T_e = 200$ К, что может быть интерпретировано как проявление неаналитичности плотности электронных состояний на уровне Ферми — «электронный переход» [24]. Такие «электронные фазовые переходы» могут предшествовать обычным фазовым переходам 1-го или 2-го рода или происходить одновременно с ними. В данном случае область идентификации аномалии, сопровождающая «электронный переход» ($160 \text{ К} < T < 250 \text{ К}$), перекрывает области идентификации аномалий, сопутствующих обычным фазовым переходам в системе ($170 \text{ К} < T < 250 \text{ К}$). Поэтому можно предполагать, что природа последних определяется взаимодействием электронной и решеточной подсистем.

Особого обсуждения заслуживает различие в положениях температуры максимума эффекта давления и точки фазового перехода 1-го рода (последней при нагревании соответствует 185 К). Полученные в работе данные не содержат запрета на возможность совпадения этих точек. Дело в том, что аномалии в точках T_e и T_i наблюдались в экспериментах с двумя различными образцами, идентичность химических составов которых не вполне очевидна: образец тороидальной формы подвергался дополнительной (по сравнению с другим образцом) термообработке — нагревался на воздухе при электроискровой проходке отверстия. Хотя характеристики обоих образцов вблизи точки Кюри совпадают, это не является гарантией отсутствия различий при более низких температурах. В таком случае существует вероятность того, что температуры максимума эффекта давления и скачка восприимчивости при переходе 1-го рода на каждом из образцов в отдельности совпадают.

6. Выводы

1. Мы полагаем, что обнаруженные аномалии $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ (отличия от свойств $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{MnO}_3$) обусловлены особенностями электронного строения данного манганита. Эти особенности определяются сложностью электронной структуры иона Ba^{2+} , 4f-оболочка которого (вакантная в свободном ионе) имеет тенденцию к резкому понижению энергии и уменьшению радиуса («коллапсу») при некоторых значениях потенциала кристаллического поля в оксидных соединениях [25,26].

2. Фазовые переходы в точках T_p и T_i находятся в области аномальной реакции системы на одноосное давление. Их природа может быть связана с трансформацией электронной структуры соединения. Особенность термодинамики системы в точке T_e определяется разрывом третьей производной от термодинамического потенциала

$$\frac{\partial^3 \Phi}{\partial N \partial P \partial T} = - \frac{\partial^2 M}{\partial P \partial T}$$

и может быть вызвана проявлением неаналитичности плотности электронных состояний на уровне Ферми, возникающей при пересечении этого уровня дном «опускающейся» зоны ранее вакантных состояний.

3. Полученные экспериментальные данные позволяют предположить, что магнитная структура $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ в исследованном интервале температур и полей представляет собой скорее

длиннопериодный геликоид, чем простую ферромагнитную конфигурацию.

1. V. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, *Phys. Rep.* **344**, 1 (2001).
2. В. М. Локтев, Ю. Г. Погорелов, *ФНТ* **26**, 231 (2000).
3. W. Archibald, J.-S. Zhou, and J. B. Goodenough, *Phys. Rev.* **B53**, 14445 (1996).
4. S. N. Barilo, G. L. Bychkov, L. A. Kurnevich, S. V. Shiryaev, L. A. Kurochkin, J. W. Lynn, and L. Vasiliu-Doloc, *J. Crystal Growth* **211**, 480 (2000).
5. I. O. Troyanchuk, D. D. Khalyavin, S. V. Trukhanov, and H. Szymczak, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 8707 (1999).
6. S. V. Trukhanov, I. O. Troyanchuk, F. P. Korshunov, V. A. Sirenko, H. Szymczak, and K. Baerner, *ФНТ* **27**, 385 (2001).
7. В. А. Десненко, А. С. Панфилов, А. И. Смирнов, *ФНТ* **21**, 546 (1995).
8. Е. С. Боровик, А. С. Мильнер, *Лекции по ферромагнетизму*, Изд-во ХГУ, Харьков (1960).
9. С. В. Вонсовский, *Магнетизм*, Наука, Москва (1971).
10. M. S. S. Brooks and D. A. Goodings, *J. Phys. C, Ser. 2* **1**, 1279 (1968).
11. H. L. Ju, J. Gopalakrishnan, J. L. Peng, Q. Li, G. C. Xiong, T. Venkatesan, and R. L. Greene, *Phys. Rev.* **B51**, 6143 (1995-I).
12. P.-G. de Gennes, *Phys. Rev.* **118**, 141 (1960).
13. К. П. Белов, М. А. Белянчикова, Р. З. Левитин, С. А. Никитин, *Редкоземельные ферромагнетики и антиферромагнетики*, Наука, Москва (1965).
14. А. В. Безносков, Е. Л. Фертман, and P. P. Pal-Val, *J. Magn. Mater.* **192**, 111 (1999).
15. Ч. Киттель, *Квантовая теория твердых тел*, Наука, Москва (1967).
16. Э. Л. Нагаев, *УФН* **166**, 833 (1996).
17. Э. Л. Нагаев, *Физика магнитных полупроводников*, Наука, Москва (1979).
18. J. Inoue and S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3407 (1995).
19. J. Jiang, J. Dong, and D. Y. Xing, *Phys. Rev.* **55**, 8973 (1997-II).
20. M. B. Salamon and M. Jaime, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583 (2001).
21. D. Coffey, K. Bedell, and S. Trugman, *Phys. Rev.* **B42**, 6509 (1990).
22. J. M. D. Coey, M. Viret, and S. von Molnar, *Adv. Phys.* **48**, 167 (1999).
23. S. E. Lofland, S. M. Bhagat, H. L. Ju, G. C. Xiong, T. Tenkatesan, and R. L. Greene, *Phys. Rev.* **B52**, 15058 (1995).
24. И. М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **38**, 1569 (1960).
25. N. G. Stoffel and J. M. Tarascon, *Phys. Rev.* **B36**, 3986 (1987).

26. В. В. Немошкаленко, В. Х. Касьяненко, Б. Г. Никитин, Л. И. Николаев, Ю. Г. Погорелов, Г. А. Клименко, П. В. Гель, *СФХТ* **2**, 41 (1989).

Magnetic phases in $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$: effects of temperature and elastic deformations

A. B. Beznosov, V. V. Eremenko, E. L. Fertman, V. A. Desnenko, and D. D. Khalyavin

Static magnetization M_N and dynamic magnetic susceptibility χ_{ac} of polycrystalline manganite $\text{La}_{0,66}\text{Ba}_{0,34}\text{MnO}_3$ are studied in a temperature range $5 \text{ K} < T < 350 \text{ K}$. The measurements are carried out on a sample with demagnetization factor $N = 5.4$ in static magnetic field H between 0 and 120 Oe, and on a toroidal sample with $N = 0$ in fields of a frequency of 120 and 1000 Hz and of an amplitude of $8 \cdot 10^{-3}$ –4.1 Oe, respectively. The effect

of uniaxial pressure $P = 0.1 \text{ kbar}$ on static susceptibility $\chi_N = M_N/H$ is studied in a region $5 \text{ K} < T < 270 \text{ K}$. It is found that in the magnetically ordered state (below 314 K) the χ_{ac} value does not depend on magnetic field amplitude in an interval 1.5–4.1 Oe and on temperature between 250 and 302 K. At the temperature $T_p = 250 \text{ K}$ a second order phase transition was found (a break in the $\partial\chi_{ac}/\partial T$ derivative), while at the $T_i = 177.5 \text{ K}$ it was a first order one (a break in the $\chi_{ac}(T)$ dependence). The uniaxial pressure results in an abnormal decrease of the susceptibility in the range 160–250 K with an acute minimum at 200 K. The temperature and field dependences of the magnetic susceptibility outside the phase transitions region were interpreted using the concepts of the formation of a helical magnetic structure in the system in weak fields below the 302 K.