ИЗВЕСТИЯ РАН. СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ, 2023, том 87, № 3, с. 377–382

УДК 537.635:537.9:53.098

МАГНИТНЫЕ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДВОЙНОГО ПЕРОВСКИТА $Sr_2MnTiO_{5.87}$

© 2023 г. Р. М. Еремина[1, *], Т. И. Чупахина[2], Р. Г. Батулин[3], Д. В. Попов[1], Ю. А. Деева[2], А. А. Мирзорахимов[4]

[1]Казанский физико-технический институт имени Е.К. Завойского – обособленное структурное подразделение Федерального государственного бюджетного учреждения науки Федеральный исследовательский центр "Казанский научный центр Российской академии наук", Казань, Россия

[2]Федеральное государственное бюджетное учреждение науки "Институт химии твердого тела Уральского отделения Российской академии наук", Екатеринбург, Россия

[3]Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Казанский (Приволжский) федеральный университет", Казань, Россия

[4]Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования "Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина", Екатеринбург, Россия

*E-mail: REremina@yandex.ru

Поступила в редакцию 28.09.2022 г.
После доработки 27.10.2022 г.
Принята к публикации 25.11.2022 г.

Проведены исследования магнитных и диэлектрических свойств двойного перовскита $Sr_2MnTiO_{5.87}$. Магнитные фазовые переходы наблюдались при 12 и 43 K в кривых FC и ZFC намагниченности и магнитной теплоемкости, природа которых обсуждается. Из анализа решеточного вклада в удельную теплоемкость определены температуры Дебая и Эйнштейна, которые составили: θ_D = 217 K, θ_{E1} = 275 K, θ_{E2} = 615 K, θ_{E3} = 2000 K.

DOI: 10.31857/S0367676522700661, **EDN:** HGFKZP

ВВЕДЕНИЕ

Двойные перовскиты на основе $SrTiO_3$ ($Sr_2B'TiO_6$) являются экологически чистыми высокотемпературными материалами термоэлектриками. В двойных перовскитах наблюдались такие явления, как колоссальное магнитосопротивление, сегнетоэлектричество, мультиферроичность, высокая температура сверхпроводящего перехода, поведение полуметалла [1–5]. Двойные перовскиты $A_2B_2O_6$ очень легко поддаются модификации состава, использование различных ионов в B-позиции позволяет менять их электрические, магнитные и тепловые свойства. Эти материалы имеют кристаллическую структуру способную вмещать множество катионов, выступающих в качестве центров рассеяния фононов, необходимых для низкой теплопроводности решетки. Целью данной работы является синтез и изучение магнитных и диэлектрических свойств новых двойных перовскитов $Sr_2B'B''O_6$, где в качестве катиона B' выступает Mn, а B''-позиция занята ионами Ti.

ЭКСПЕРИМЕНТ

Поликристаллические порошки перовскита Sr_2MnTiO_6 были получены прекурсорным методом "solution combustion" с использованием $Sr(NO_3)_2$, MnO_2, i-$Ti(OC_3H_7)_4$ и двузамещенного цитрата аммония в качестве комплексообразователя. По количеству изопропилата титана, взвешенного в закрытом бюксе, рассчитывали соответствующие навески остальных реагентов. Диоксид марганца растворяли при нагревании в азотной кислоте в присутствии 20% двузамещенного цитрата аммония. Изопропилат титана гидролизовали 70% раствором этилового спирта, затем получившийся продукт растворяли в азотной кислоте. Нитрат стронция растворяли в дистиллированной воде. Все три раствора смешивали, добавляли оставшийся цитрат аммония. Полученный раствор упаривали до возгорания реакционной массы. Продукт пиролиза подвергали термообработке при 973 K для удаления органического вещества. Далее образец дважды отжигали при 1373 K в течение 8 ч с промежуточным измельчением. Процесс фазообразования контролировали рентгенофазовым анализом. Рентгеноструктурный анализ кристаллов выполнен на дифрактометре Rigaku Smart Lab на трубке с Cu-анодом в дискретном режиме с шагом 0.03°. Рентгенофазовым анализом (РФА), выполненным с использованием кристаллографической

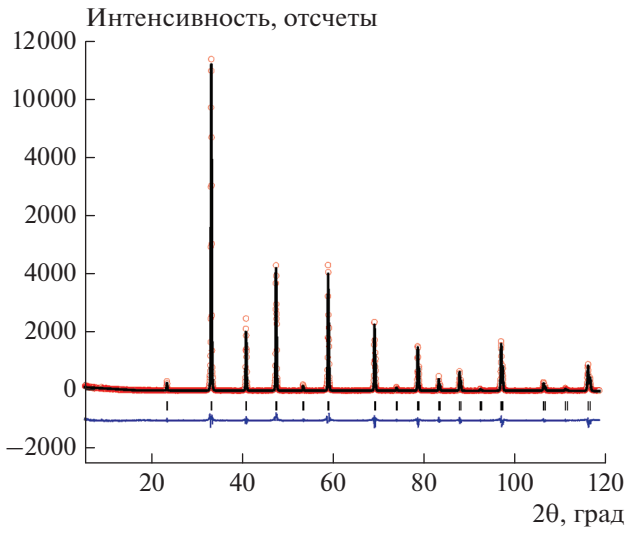

Рис. 1. Теоретическая, экспериментальная и разностная дифрактограммы $Sr_2MnTiO_{5.87}$, измерения проведены при комнатной температуре.

базы данных "База порошковых стандартов – PDF2" (ICDD, USA, Release 2009) установлено, что образец является однофазным, не содержит примесей. Обработку рентгенограмм осуществляли в программе FullProf 2022.

На рис. 1 представлены теоретическая, экспериментальная и разностная дифрактограммы Sr_2MnTiO_6, полученные в результате расчета кристаллографических параметров исследуемого оксида на основе пространственной группы *Pm*3*m* (No 221). Полученный параметр кубической решетки a = 5.4553(2) Å, несколько отличается от значения, приведенного в работе [6]. Авторы [6] пришли к выводу, что описать экспериментальную дифрактограмму Sr_2MnTiO_6 можно на основе кубической ячейки *Pm*3*m*, так и на основе тетрагональной сингонии с пространственной группой *I*4/*m* и параметрами с a = 5.4653 Å, c = 7.7086 Å, и по рентгеновским данным невозможно однозначно установить структурную модель. Этот результат неудивителен, учитывая, что катионы Mn и Ti имеют очень схожие коэффициенты рассеяния рентгеновских лучей. Для однозначного определения пространственной группы авторы [6], привлекая просвечивающую электронную микроскопию, определили постоянную решетки, совпавшую с a = 3.8618 Å для пространственной группы *Pm*3*m*, пришли к выводу, что образец SMTO демонстрирует идеальную структуру перовскита, в котором катионы Ti^{4+} и Mn^{4+} распределяются случайным образом. Мы провели обработку дифрактограммы синтезированного оксида $Sr_2MnTiO_{5.87}$ и установили, что модель на основе тетрагональной ячейки пространственной группы *I*4/*m* не дает удовлетворительного согласия между теоретической и экспериментальной кривыми. Разностная кривая в этом случае сильно отклоняется от идеальной, а факторы несоответствия R_B, R_f, R_{wp} и R_{exp} имеют большие значения. Отличия в величине параметра a кубической элементарной ячейки нашего образца и литературных данных можно связать с возможной кислородной нестехиометрией образца, возникновение которой возможно при использовании различных условий синтеза и термической обработки.

Содержание кислорода в образце определяли методом термогравиметрического анализа посредством восстановления в токе водорода в течение 6 ч при температуре 950°C. Протекающая при этом реакция разложения Sr_2MnTiO_6 может быть записана как

$$Sr_2MnTiO_{6\pm\delta} + (1-\delta)H_2 = \\ = 2SrO + MnO + TiO_2 + (1-\delta)H_2O,$$

а разницу масс исходных и конечных навесок образца можно соотнести только с количеством выделившегося при восстановлении кислорода. По данным расчета формула полученного оксида соответствует $Sr_2MnTiO_{5.87}$. В этом случае валентность части ионов марганца и титана должна понижаться.

Измерения температурных зависимостей магнитной восприимчивости и намагниченности были проведены на вибрационном магнитометре PPMS-9 в температурном диапазоне 2–300 K. На рис. 2 приведены температурные зависимости обратной намагниченности, разделенной на магнитное поле измерения в керамике $Sr_2MnTiO_{5.87}$, полученные в двух режимах: FC – охлаждение в магнитном поле, ZFC – охлаждение в нулевом магнитном поле. Измерения намагниченности были проведены в магнитных полях 500, 1000 и 10000 Э. Как видно из рис. 2, при температуре T_N = 43 K наблюдается фазовый переход из парамагнитного в упорядоченное состояние. Данные по обратной магнитной восприимчивости в диапазоне температур T > 150 K аппроксимировались по закону Кюри–Вейсса $\chi = C/(T + \theta_{CW})$. Установлено, что температура Кюри–Вейсса отрицательна $\theta_{CW} = -400 \pm 18$ K, что указывает на антиферромагнитный характер изотропных обменных взаимодействий между спинами ионов марганца в соединении $Sr_2MnTiO_{5.87}$. Из установленной константы Кюри по формуле был рассчитан эффективный экспериментальный магнитный момент $\mu_{eff} = \sqrt{\frac{3kC}{N_A}}$, равен $\mu_{eff} = (4.27 \pm 0.09)\mu_B$. Теоретическая оценка магнитного момента была проведена, исходя из предположения, что вклад в эффективный магнитный момент вносят только спины иона марганца Mn^{4+} со спином S = 3/2, по формуле $\mu_{theor} = g\sqrt{S(S+1)}$ [7], где g = 2. Получен-

ная величина, равная $3.87\mu_B$, меньше значения, оцененного из экспериментальных данных. Для объяснения данного несоответствия, мы предположили, что в образце часть ионов марганца и титана имеют валентность 3+: Mn^{3+} со спином $S = 2$, а часть ионов Ti^{3+} со спином $S = 1/2$. Так как эффективный магнитный момент определяется выражением $\mu_{eff}^{Theory} = g(\Sigma[N_iS_i(S_i + 1)])^{1/2}$, то с учетом вкладов ионов марганца разной валентности Mn^{4+} с $S = 3/2$ и Mn^{3+} со спином $S = 2$, мы оценили долю ионов Mn^{4+} и Mn^{3+} как 0.8 и 0.2 в образце, соответственно. Вторая возможность превышения экспериментального значения эффективного магнитного момента над теоретическим, связана с изменением валентности части ионов титана с 4+ на 3+, также в соотношении 0.8/0.2, соответственно. В этом случае $Sr_2Mn^{4+}_{0.8}Mn^{3+}_{0.2}Ti^{4+}_{0.8}Ti^{3+}_{0.2}O^{2-}_{5.87}$ эффективный магнитный момент равен 4.17, незначительно меньше экспериментального значения. Изменение валентности части ионов марганца подтверждается данными термогравиметрического анализа.

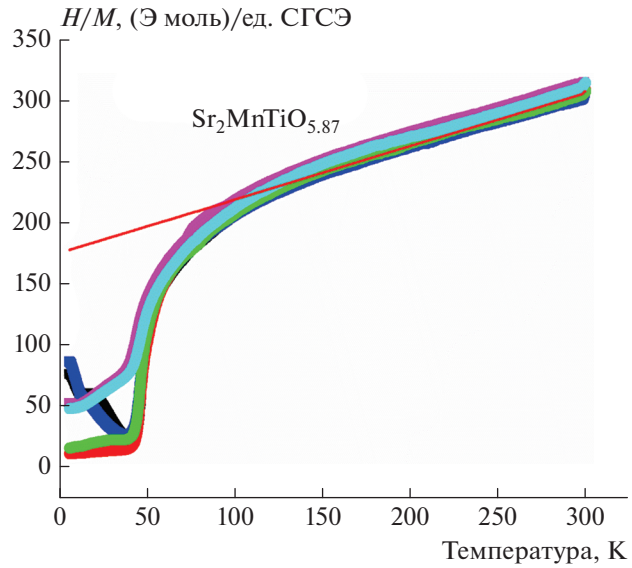

Рис. 2. Температурные зависимости отношения обратной намагниченности к магнитному полю в керамике $Sr_2MnTiO_{5.87}$ в двух режимах: FC и ZFC, измеренные в магнитных полях 500, 1000 и 10000 Э.

Был установлен параметр фрустрации равный отношению температуры Кюри к температуре упорядочения, который составил $f = |\Theta_{CW}|/T_N = 9.3$, что говорит о сложной картине обменных взаимодействий между спинами Mn^{4+} с $S = 3/2$, Mn^{3+} с $S = 2$, Ti^{3+} с $S = 1/2$. В работе [6] приведены данные о температурной зависимости магнитной восприимчивости, полученной в магнитном поле 500 Э. Авторы наблюдали изменение наклона обратной магнитной восприимчивости около 250 K, провели аппроксимацию экспериментальных данных по закону Кюри–Вейсса в разных интервалах температур, оценили эффективные магнитные моменты, которые составили $4.85\mu_B$ и $4.18\mu_B$ в интервале температур от 150 до 250 K и от 250 до 350 K, соответственно. Также стоит отметить, что все значения постоянной Кюри–Вейсса в [6] являются высокими и отрицательными –336 и –417 K в диапазонах от 150 до 250 и от 250 до 350 K, соответственно. Среднее значение полученных в [6] величин согласуется с нашими экспериментальными данными. Небольшие расхождения между литературными данными и полученными в нашей работе значениями мы связываем с особенностями синтеза образцов, и как следствие разными соотношениями между концентрациями трехвалентными и четырехвалентными ионами марганца и титана в образцах. Необходимо отметить, что при температуре $T = 12$ K в кривой магнитной восприимчивости наблюдается излом, природу которого будем обсуждать ниже, совместно с данными по удельной теплоемкости. Содержание ионов марганца и титана в трехвалентном состоянии приводит в структуре перовскита к большому зарядовому дисбалансу и необходимости компенсации избыточного отрицательного заряда ионов Mn^{3+} и Ti^{3+} (по отношению к Mn^{4+} и Ti^{4+}) кислородными вакансиями. Такое количество вакансий подтверждается термогравиметрическим анализом. Метод синтеза допускает восстановление части ионов марганца, отчасти ионов титана, можно ожидать, что ионы марганца могут восстановиться до состояния Mn^{2+} со спином 5/2, которые в соединении $SrTiO_3$ могут замещать позицию стронция, что не требует зарядовой компенсации. Анализ замещения Mn в $SrTiO_3$ выполнен в работе [8], где изучали механизм замещения ионами марганца A- и B-позиций и установили сильное влияние температуры обработки, парциального давление кислорода и нестехиометрии на магнитные свойства $SrTiO_3$, легированного ионами марганца. Магнитные аномалии наблюдаются только для образцов, в которых Mn смещен в пределах катионной подрешетки перовскита $SrTiO_3$, из-за неправильной обработки материала, вызывающее изменение валентного состояния Mn, что приводит к образованию структурных дефектов и неровности, связанные с сегрегацией и зарождением магнитных частиц. Авторы установили, что только при 5% Mn легирования перовскита $SrTiO_3$ измерения FC намагниченности показали небольшой скачок около 45 K. Эта температура совпадает с температурой ферромагнитного перехода Mn_3O_4 [9] и указывает на то, что данная особенность возникает из-за незначительного количества остаточного Mn_3O_4.

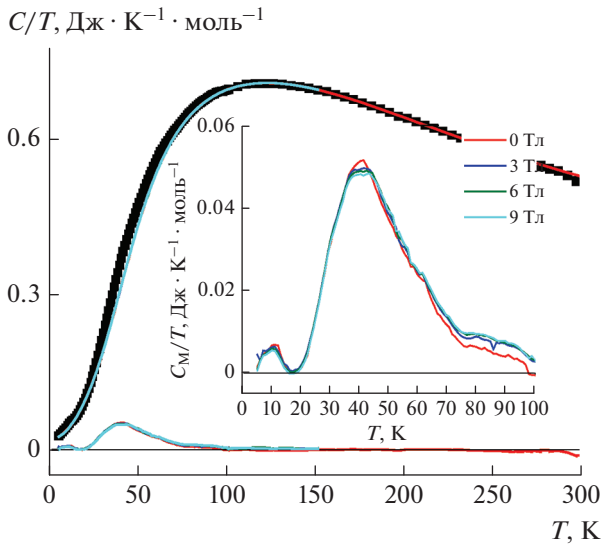

Рис. 3. Температурная зависимость удельной теплоемкости, измеренная в керамике $Sr_2MnTiO_{5.87}$ в магнитных полях 0, 3, 6 и 9 Тл. Символы – экспериментальные значения, а сплошная линия – теоретическое описание см. текст.

Удельную теплоемкость в керамике Sr_2MnTiO_6 измеряли релаксационным методом с использованием PPMS-9 в диапазоне температур $1.8 < T < 300$ K в нулевом магнитном поле. На рис. 3 построена зависимость отношения удельной теплоемкости к температуре $C(T)/T$ как функция температуры для керамики $Sr_2MnTiO_{5.87}$. Исследования термодинамических свойств показали, что при 300 K удельная теплоемкость составляет 200 Дж/(моль · K) все еще значительно ниже ожидаемого высокотемпературного значения $3R\,s = 249.3$ Дж/(моль · K), где R обозначает универсальную газовую постоянную, а s – количество атомов на формульную единицу, для фононного вклада, заданного законом Дюлонга–Пти, что указывает на вклад в фононную плотность состояний высоколежащих решеточных мод.

Мы предполагаем, что удельная теплоемкость описывается тремя вкладами $C = C_{latt} + C_M + \gamma T$. Первый – это вклад решетки C_{latt}, обусловленный акустическими и оптическими фононами, второй – это магнитный вклад C_M, соответствующий тепловой заселенности возбужденных магнитных состояний и линейный вклад, природу которого обсуждаем ниже. Вклад решетки C_{latt} был аппроксимирован, следуя стандартным процедурам [7] с минимизированным набором параметров подгонки, используя только сумму одного изотропного вклада Дебая (C_D), учитывающего 3 ветви акустических фононов, и три изотропных вклада Эйнштейна (C_{E1}, C_{E2}, C_{E3}).

$$C_{latt} = a_D C_D + a_{E1} C_{E1} + a_{E2} C_{E2} + a_{E3} C_{E3}. \qquad (1)$$

Для дальнейшего уменьшения количества параметров аппроксимации соотношение между этими членами было установлено равным $\alpha_D : \alpha_{E1} : \alpha_{E2} : \alpha_{E3} = 1 : 3 : 3 : 3$, чтобы учесть $3s = 30$ степеней свободы на формульную единицу. Весовое распределение между оптическими вкладами выбрано таким образом, чтобы степени свободы были равномерно распределены между высшими модами Эйнштейна. Полученная кривая подгонки (сплошная линия на рис. 3) описывает экспериментальные данные удовлетворительно. Для соответствующих температур Дебая и Эйнштейна мы получили: $\theta_D = 217$ K, $\theta_{E1} = 275$ K, $\theta_{E2} = 615$ K, $\theta_{E3} = 2000$ K для керамики $Sr_2MnTiO_{5.87}$. Как можно видеть, существование высокочастотных режимов при 2000 K хорошо согласуется с тем фактом, что экспериментальная величина удельной теплоемкости приближается к значению, задаваемому законом Дюлонга–Пти только намного выше комнатной температуры. Параметр линейного вклада по температуре равен $\gamma = 0.02 \pm 0.005$ Дж/(моль · K^2). Магнитный вклад в удельную теплоемкость C_M был получен как разница между экспериментально измеренными данными и рассчитанными вкладами линейным и решетки $C_M = C_{exp} - C_{latt} - \gamma T$. На вставке к рис. 3 представлен магнитный вклад в удельную теплоемкость.

В кривой магнитного вклада $C_M(T)/T$ керамики $Sr_2MnTiO_{5.87}$ максимумы магнитного вклада наблюдались при $T = 12$ и 43 K. Полученные значения совпадают с соответствующими аномалиями в температурной зависимости обратной магнитной восприимчивости, измеренной в режиме ZFC при 500 и 1000 Э.

Основной вклад в удельную теплоемкость при температурах ниже 10 K задается линейной функцией по температуре γT. Ранее линейную зависимость удельной теплоемкости при низких температурах наблюдали в двойных перовскитах $Sr_2Cu(Te_{0.5}W_{0.5})O_6$, Sr_2CuTeO_6 и Sr_2CuWO_6, где полученные параметры γ составили 54.2(5), 2.2(2) и 0.7(4) мДж/(моль · K^2) [10], соответственно. При этом отмечают, что полученное значение γ в $Sr_2Cu(Te_{0.5}W_{0.5})O_6$ достаточно большое для изолятора без свободных электронов. Существует две основные возможности для описания линейного вклада в удельную теплоемкость изолятора. В отсутствии спиновой щели в квантовой спиновой жидкости линейный вклад возникает в результате коллективных возбуждений запутанных спинов [11]. С другой стороны, линейный вклад в удельную теплоемкость также является архетипической особенностью спиновых стекол, где ассоциируется с внутренним спиновым беспорядком [12]. Для определения природы фазового перехода необходимо рассмотреть, как меняется поведение линейного вклада в удельную теплоемкость при наложении внешнего магнитного поля. По-

этому мы провели измерения температурной зависимости удельной теплоемкости керамики $Sr_2MnTiO_{5.87}$ в магнитном поле $\mu_0 H = 9$ Тл и обнаружили, что величина γ линейного вклада идентична полученному значению в нулевом магнитном поле. Это отсутствие зависимости от магнитного поля исключает состояние спинового стекла, поскольку как удельная теплоемкость, так и величина γ, зависят от приложенного магнитного поля в спиновых стеклах [10]. Отсутствие зависимости от магнитного поля указывает на то, что линейный вклад в удельную теплоемкость может быть связан с фермионной плотностью состояний, как это имеет место в квантовых спиновых жидкостях. Квантовые спиновые жидкости (QSL) представляют собой состояние материи, в котором спины сильно запутаны, но не упорядочиваются и не замерзают даже в пределе нулевой температуры. Одним из подходов получения соединений с квантовой жидкостью является введение геометрических фрустраций в систему для усиления квантовых флуктуаций, поэтому магнитные обменные взаимодействия не могут быть выполнены одновременно между различными узлами решетки, и статический магнитный порядок запрещен. С другой стороны, в температурной зависимости намагниченности при 12 K наблюдается небольшой пик, что противоречит переходу в состояние спиновой жидкости. Предполагаем, что в керамике $Sr_2MnTiO_{5.87}$ ниже 12 K наблюдается антиферромагнитное упорядочение. Для однозначного определения природы магнитного фазового перехода необходимы дальнейшие исследования намагниченности на переменном токе.

Природу магнитных фазовых переходов в керамике Sr_2MnTiO_6 обсуждали в [6]. AC намагниченность при низких температурах была измерена как функция температуры, где в реальной части намагниченности четко были зарегистрированы два максимума при 41.2 и 18.1 K, тогда как данные для M'' не приведены. В то время как максимум при 18.1 K меняется в зависимости от частоты воздействия, что характерно для фрустрированных магнитных систем, а максимум при 41.2 K не смещается при увеличении частоты воздействия. Фазовый переход при 41.2 в керамике Sr_2MnTiO_6 авторы [6] связывают с присутствием небольшого количества Mn_3O_4.

Проведенные нами эксперименты свидетельствуют о ферромагнитном упорядочении при 43 K, с другой стороны, природа магнитного фазового перехода при 12 K требует дальнейших исследований.

Температурные зависимости действительной части диэлектрической проницаемости ε' на разных частотах показаны на рис. 4. Показано, что частотная зависимость существенно зависит от температуры; ε' практически не меняется при

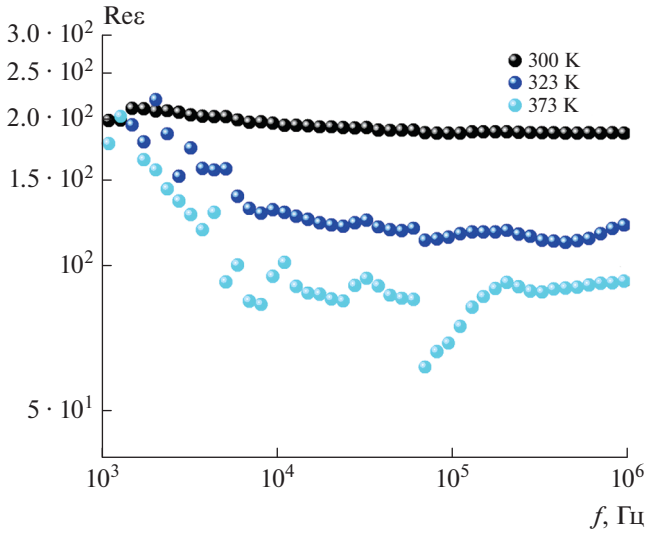

Рис. 4. Зависимость реальной части диэлектрической восприимчивости от частоты в $Sr_2MnTiO_{5.87}$.

300 K, тогда как при повышении температуры до 323 K ε' уменьшается примерно в два раза в диапазоне частот от 1 до 10 кГц. Следует подчеркнуть, что абсолютное значение реальной части диэлектрической проницаемость сильно зависит от размера кристаллитов керамики и количественного соотношения между Mn^{3+} и Mn^{4+} в Sr_2MnTiO_6. В работе [6], где размеры кристаллитов составляли 50 нм, диэлектрическая восприимчивость достигала гигантских значений 10^5 при 700 K, а при комнатной температуре составила $5 \cdot 10^3$ и практически не менялась с частотой. С другой стороны, в монокристалле $Sr_2TiMnO_{6-\delta}$, выращенном методом оптической зонной плавки, диэлектрическая проницаемость составляла около 10^4 при комнатной температуре [13].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены измерения намагниченности, удельной теплоемкости и диэлектрической восприимчивости керамики $Sr_2TiMnO_{5.87}$. Совместный анализ эффективного магнитного момента и термогравометрический анализ показали, что в образце присутствуют ионы Mn^{3+} и Mn^{4+}, Ti^{3+} и Ti^{4+} в соотношении как 0.2 к 0.8, соответственно. Полученная отрицательная температура Кюри–Вейсса –400 K говорит о преобладании антиферромагнитного характера обменных взаимодействий между спинами ионов марганца и титана. Параметр фрустрации равный отношению температуры Кюри–Вейсса к температуре упорядочения составил $f = |\Theta_{CW}|/T_N = 9.3$. В температурных зависимостях магнитной восприимчивости и удельной магнитной теплоемкости наблюдаются

изломы при $T = 12$ и 43 K. Природа магнитного перехода при $T = 12$ K обсуждается, а при $T = 43$ K обусловлен переходом из парамагнитного состояния в ферримагнитно упорядоченное.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 22-42-02014).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Sarma D., Sampathkumaran E., Ray S. et al.* // Solid State Commun. 2000. V. 114. P. 465.
2. *Kumar S., Giovannetti G., van den Brink J., Picozzi S.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 82. Art. No. 134429.
3. *Vasala S., Karppinen M.* // Progr. Solid State Chem. 2015. V. 43. No. 1–2. P. 1.
4. *Demazeau G., Siberchicot B., Matar S. et al.* // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. P. 4617.
5. *Meetei O.N., Erten O., Mukherjee A. et al.* // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. Art. No. 165104.
6. *Alvarez–Serrano I., Angeles Arillo M., Garcıa-Hernandez M. et al.* // J. Amer. Ceram. Soc. 2010. V. 93. P. 2311.
7. *Popov D.V., Gavrilova T.P., Gilmutdinov I.F. et al.* // J. Phys. Chem. Solids. 2021. V. 148. Art. No. 109695.
8. *Valant M., Kolodiazhnyi T., Arcon I. et al.* // Adv. Funct. Mater. 2012. V. 22. No. 10. P. 2114.
9. *Tackett R., Lawes G., Melot B.C. et al.* // Phys. Rev. B. 2007. V. 76. Art. No. 024409.
10. *Mustonen O., Vasala S., Sadrollahi E. et al.* // Nature Commun. 2018. V. 9. Art. No. 1085.
11. *Clark L., Orain J.C., Bert F. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. Art. No. 207208.
12. *Mydosh J.A.* // Rep. Progr. Phys. 2015. V. 78. Art. No. 052501.
13. *Murugesan G., Nithya R., Kalainathan S.* // J. Cryst. Growth. 2020. V. 530. Art. No. 125179.

Magnetic and dielectric properties double perovskite $Sr_2MnTiO_{5.87}$

R. M. Eremina[a], *, T. I. Chupakhina[b], R. G. Batulin[c], D. V. Popov[a], Yu. A. Deeva[b], A. A. Mirzorakhimov[d]

[a] *Zavoisky Physical-Technical Institute, Federal Research Center "Kazan Scientific Center of the Russian Academy of Sciences", Kazan, 420029 Russia*

[b] *Institute of Solid State Chemistry of the Ural Branch of the Russian Academy of Sciences, Ekaterinburg, 620990 Russia*

[c] *Kazan (Volga Region) Federal University, Kazan, 420008 Russia*

[d] *Ural Federal University, Ekaterinburg, 620002 Russia*

**e-mail: REremina@yandex.ru*

Magnetic and dielectric properties of $Sr_2MnTiO_{5.87}$ double perovskite have been studied. Magnetic phase transitions were observed at 12 and 43 K in the FC and ZFC curves of magnetization and magnetic heat capacity, the nature of which is being discussed. From the analysis of the lattice contribution to the specific heat, the Debye and Einstein temperatures were determined, which were $\theta_D = 217$ K, $\theta_{E1} = 275$ K, $\theta_{E2} = 615$ K, $\theta_{E3} = 2000$ K.