

НОВЫЙ КЛАСС УНИВЕРСАЛЬНОСТИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЙ ЯН-ТЕЛЛЕРОВСКОЙ ДИСТОРСИЕЙ И ДВОЙНЫМ ОБМЕНОМ

Ш. Б. Абдулвагидов^{a*}, Ш. З. Джабраилов^a, Б. Ш. Абдулвагидов^b, А. И. Курбаков^c

^a Институт физики им. Х. И. Амирханова
Дагестанского федерального исследовательского центра Российской академии наук
367015, Магачкала, Россия

^b Дагестанский государственный университет
367000, Магачкала, Россия

^c Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова НИЦ «Курчатовский институт»
188300, Гатчина, Ленинградская обл., Россия

Поступила в редакцию 27 марта 2019 г.,
после переработки 25 июля 2019 г.
Принята к публикации 27 сентября 2019 г.

Скейлинг магнитной теплоемкости двух манганитов, $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}$, дал критические индексы теплоемкости $\alpha = -0.23$ и корреляционного радиуса магнитного параметра порядка $\nu = 0.7433$, не относящиеся к какому-либо из известных классов универсальности. Благодаря высокому качеству образцов объяснить эти результаты химическими неоднородностями и/или структурными несовершенствами не представляется возможным. Таким образом, не только химический беспорядок и/или структурные дефекты, но и коллективное поведение решетки может обуславливать наличие необычных критических индексов. Установлена аналогия между влиянием поля и допирования на физические свойства тройных оксидов переходных элементов: магнитное поле, влияя на искажения решетки через ориентацию t_{2g} -орбиталей, действует подобно химическому допированию. Представляется, что скейлинговские уравнения более стабильны, чем входящие в них критические индексы. Синхронизм решеточных искажений и ферромагнетизма приводит к необычной критичности, однако, их десинхронизация, вызванная магнитоструктурным беспорядком, приводит также и к нарушению скейлинговских равенств между изотермическими и изомагнитными индексами. Системы с двойным обменом, хотя и обнаруживают необычную критичность, следуют скейлинговским уравнениям до тех пор, пока магнитное поведение синхронизировано с кооперативным поведением искажений решетки — когерентными ян-теллеровскими дисторсиями. Нарушение двойных обменных связей приводит к метамагнитным кластерам с магнитным диполь-дипольным взаимодействием между ними, что десинхронизирует решеточные искажения и ферромагнетизм, при этом нарушаются скейлинговские уравнения. Предлагаемый новый класс универсальности включает в себя такие различные вещества, как манганиты, кобальтиты, кристаллические Fe–Pt- и аморфные Fe–Mn-сплавы, высокотемпературные сверхпроводники. Необычная критичность в системах с двойным обменом — следствие необычной, полуклассической природы двойного обменного ферромагнетизма, возникающего не из-за виртуального обмена, как в обычном ферромагнетике, а благодаря реальному обмену — току электронов по цепочкам $\text{Mn}^{3+}-\text{O}-\text{Mn}^{4+}$ с сохранением спина. Двойной обменный ферромагнетизм возникает только из-за того, что электроны, чтобы свободно перемещаться, вынуждают магнитные моменты катионов Mn ориентироваться в одном направлении.

DOI: 10.31857/S0044451020040069

1. ВВЕДЕНИЕ

Критические явления при фазовом переходе — важный аспект физики конденсированного состоя-

ния. Анализ критического поведения может дать ценную информацию о переходе: симметрию, размерность, энергию и масштаб обменного взаимодействия, вызывающий переход, характер беспорядка (статический, динамический, замороженный, отожженный). Более двадцати лет сильнокоррелированные электронные системы, такие как манганиты

* E-mail: shbabdulvagidov@mail.ru

и другие комплексные оксиды $3d$ -элементов, являются предметом интенсивных исследований. Эти соединения обладают уникальными термодинамическими, магнитными и транспортными свойствами, что делает их пригодными для спинтронных устройств. Однако, несмотря на огромное количество публикаций, накопленных за последние десятилетия, мало статей, посвященных скейлингу магнитной теплоемкости манганитов и легированных комплексных оксидов других $3d$ -элементов. Важно отметить, что скейлинг дает многообещающие результаты даже при изучении космологической проблемы [1, 2]. Например, скейлинг гексагональных манганитов [2] подтвердил, что расширение Вселенной во время инфляционного периода было быстрым. Более того, недавние подходы физики конденсированного состояния также оказались очень полезными для описания темной энергии и темной материи как компонентов вакуумного поля в масштабе энергий планковской эры и выше [3] и даже для создания модели расширяющейся Вселенной в лабораторных условиях [4].

До манганитов скейлинг изучался в системах, не демонстрирующих гистерезис. Фактически гистерезис был достаточным признаком наличия фазового перехода первого рода и, таким образом, исследование флуктуационных явлений не проводилось. Однако гистерезис, наблюдавшийся в некоторых манганитах с двойным обменом и колоссальным магнитосопротивлением, оказался необычным — он сосуществует с термодинамическими флуктуациями в окрестности T_C [5]. Конечно, такой гистерезис, как и прежде, вредит флуктуациям, подавляя их [6]. Вот почему трудно всесторонне изучить скейлинговое поведение подверженных гистерезису манганитов. Некоторые манганиты не подчиняются обычному критическому поведению. Очевидное доказательство этого — поведение теплоемкости $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ [7]. Пик теплоемкости, вместо уширения с увеличением поля, смещается к более высокой температуре с небольшим изменением в форме. Он очень острый, что свидетельствует о переходе почти первого рода. Однако легированные Sr манганиты по сравнению с упомянутыми выше легированными Ca, обнаруживают хорошие скейлинговые свойства. Пик теплоемкости $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$ намного более λ -образный [8] и относительно слабо смещается в полях до 1 Тл [9].

Таким образом, неудачи в исследовании критических свойств теплоемкости в манганитах [8] обусловлены следующими обстоятельствами: 1) скейлинг в манганитах реализуется в относительно уз-

кой окрестности T_C по сравнению с другими веществами, такими как классические ферромагнетики, сверхпроводники и т. п. [10–12]; 2) во многих манганитах сильная чувствительность T_C к магнитному полю (не присущая обычным ферромагнетикам) усложняет скейлинговскую процедуру; 3) гистерезис, расщепляющий точку Кюри T_C на ферромагнитную T_C^{fm} и парамагнитную T_C^{pm} , делает невозможной классическую процедуру скейлинга. Из немногочисленных статей, исследующих критические свойства манганитов вблизи T_C , только одна [8] касается скейлинга теплоемкости в упомянутых здесь монокристаллах $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$. В этой работе показано, что магнитная теплоемкость монокристалла $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ не может быть сколлапсирована в единственную скейлинговскую функцию, т. е. критические показатели не попадают ни в какой обычный класс универсальности, поскольку в отличие от классического ферромагнетика пик теплоемкости существенно смещается по температуре, что указывает на то, что переход не является обычным ферромагнитным переходом второго рода. Остальные статьи посвящены скейлингу намагниченности и восприимчивости манганитов и других сильнокоррелированных электронных систем с $3d$ -элементами. Не имея более информации о скейлинге теплоемкости, нам пришлось сопоставлять наши значения для критических параметров $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ с теоретическими моделями и скейлингом магнитных свойств других соединений (см. таблицу).

В работе [13] показано, что ферромагнитное критическое поведение упорядоченных монокристаллов $\text{Fe}_{100-x}\text{Pt}_x$ описывается универсальной фиксированной точкой трехмерного магнетика с дальнедействующими магнитными взаимодействиями и критическими индексами спонтанной намагниченности $\beta = 0.46$, восприимчивости $\gamma = 1.22$, намагниченности $\delta = 3.6$. Предполагается, что распределение обменных полей, а не самого металлургического беспорядка, существенно для изменения критических индексов. Изучая магнитное и транспортное поведение монокристаллов $\text{La}_{1-x}\text{Ca}_x\text{MnO}_3$, авторы работы [14] показали, что образец с $x = 0.21$ и признаками фазы Гриффитса обнаруживает необычные критические индексы $\beta \approx 0.09$, $\gamma \approx 1.71$, $\delta \approx 20$, тогда как образец с $x = 0.20$ без каких-либо доказательств присутствия такой фазы — поведение согласно модели Гейзенберга. Авторы работы [15] изучали критическое поведение дифференциальной магнитной восприимчивости перовскита BaRuO_3 под высоким давлением и обнаружили, что

Таблица. Критические индексы $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ вместе с представителями известных классов универсальности. Составы, нарушающие скейлинговые равенства с изотермическим δ , в строках 52, 53, 58, 59, 61. Составы, нарушающие скейлинговые равенства, из-за рассогласования решеточного и магнитного поведения, в строках 4–6, 21, 22, 24. Хотя экспериментальные β , γ и δ в некоторых составах говорят о необычной критичности, их α и ν , рассчитанные из скейлинговых равенств, дают известный класс универсальности (строки 61–63)

№	Теоретическая модель или соединение	β	γ	δ		α		ν^e	Ссылки
1	Среднее поле	0.50	1	3.00	3.00^a	0.00		0.67	[69, 70]
2	$\text{La}_{0.75}\text{Sr}_{0.25}\text{CoO}_3$	0.36	1.30	4.75	4.60 ^a	-0.03 ^d	-0.08 ^c	0.68	[50]
3	$\text{La}_{0.67}\text{Sr}_{0.33}\text{CoO}_3$	0.36	1.31	4.61	4.63 ^a	-0.03 ^d	-0.03 ^c	0.68	[71]
4	$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.97}\text{Ni}_{0.03}\text{O}_3$	0.468	1.010	2.67	3.16 ^a	0.05 ^d	0.28 ^c	0.65	[69]
5	$\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Mn}_{0.91}\text{Fe}_{0.09}\text{O}_3$	0.42	1.20	3.70	3.84 ^a	-0.05 ^d	0.01 ^c	0.68	[22]
6	$\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Mn}_{0.89}\text{Fe}_{0.11}\text{O}_3$	0.46	1.06	3.36	3.31 ^a	0.01 ^d	-0.01 ^c	0.66	
7	$\text{Cu}_{0.6}\text{NMn}_{3.4}$	0.481	1.09	3.22	3.27 ^a	-0.05 ^d	-0.03 ^c	0.68	[21]
8	$(\text{V}_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$	0.50	1.00	3.00	3.00 ^a	0.00 ^d	0.00 ^c	0.67	[26]
9	Трехмерная модель Гейзенберга	0.365	1.386	4.80	4.80^a	-0.12		0.71	[69, 70]
10	Amorphous $\text{Fe}_{80}\text{P}_{13}\text{C}_7$	0.38	1.30	4.47	4.42 ^a	-0.06	-0.08 ^c	0.69	[72]
11	Nickel	0.38	1.34	4.58	4.54 ^a	-0.10	-0.11 ^c	0.70	[73]
12	BaRuO_3	0.348	1.410			-0.11 ^d		0.70	[15]
13	$\text{La}_{0.80}\text{Ca}_{0.20}\text{MnO}_3$	0.365	1.369	4.8	4.75 ^a	-0.10 ^d	-0.12 ^c	0.70	[14]
14	$\text{SrFe}_{0.80}\text{Co}_{0.20}\text{O}_{3.0}$	0.390	1.360			-0.14 ^d		0.71	[17]
15	Amorphous $\text{Gd}_{80}\text{Au}_{20}$	0.44	1.29	3.96	3.93 ^a	-0.17	-0.18 ^c	0.72	[74]
16	Трехмерная модель модель Изинга	0.325	1.241	4.82	4.82^a	0.11		0.63	[69, 70]
17	Gadolinium	0.38	1.19	3.61	4.13 ^a	0.06		0.65	[75]
18	$\text{La}_{0.66}\text{Pb}_{0.34}\text{MnO}_3$	0.24	1.464 ^b	7.1	7.10 ^a	0.06 ^d	0.06 ^c	0.65	[52]
19	$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{MnO}_3$	0.31	1.271 ^b	5.1	5.10 ^a	0.11 ^d	0.01 ^c	0.63	
20	$\text{La}_{0.79}\text{Ca}_{0.21}\text{MnO}_3$	0.09	1.71	20.0	20.00 ^a	0.11 ^d	0.11 ^c	0.63	[14]
21	$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.99}\text{Ni}_{0.01}\text{O}_3$	0.394	1.092	3.99	3.77 ^a	0.12 ^d	0.03 ^c	0.63	[69]
22	$\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.98}\text{Ni}_{0.02}\text{O}_3$	0.400	1.018	3.79	3.55 ^a	0.18 ^d	0.08 ^c	0.61	
23	Трехмерная XY-модель	0.34	1.30	4.82	4.82^a	-0.014	0.02^c	0.66	[23]
24	$(\text{Sm}_{0.7}\text{Nd}_{0.3})_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$	0.358	1.297	4.536	4.62 ^a	-0.01 ^d	0.02 ^c	0.67	[15]
25	Iron	0.37	1.30			-0.04		0.68	[76]
26	Киральная модель Гейзенберга	0.30	1.17	4.90	4.90^a	0.240		0.59	[23]
27	$\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$	0.10	1.590 ^b	16.90	16.90 ^a	0.21 ^d	0.21 ^c	0.60	[52]

Таблица. Продолжение

№	Теоретическая модель или соединение	β	γ	δ		α		ν^e	Ссылки
28	Киральная XY-модель	0.25	1.13	5.52	5.52 ^a	0.340	0.37 ^c	0.54	[23]
29	La _{0.9} Te _{0.1} MnO ₃	0.20	1.27	7.14	7.32 ^a	0.33 ^d	0.36 ^c	0.56	[53]
30	La _{0.1} Nd _{0.6} Sr _{0.3} MnO ₃	0.26	1.12	5.17	5.36 ^a	0.37 ^d	0.41 ^c	0.54	[77]
31	UGe ₂	0.329	1.02			0.32 ^d		0.56	[25]
32	URhGe	0.302	1.02			0.38 ^d		0.54	
33	Трикритическое среднее поле	0.25	1.0	5.0	5.0	0.50		0.5	[78]
34	C ₆ Li	0.22				0.50		0.15	[58]
35	La _{0.7} Ca _{0.3} MnO ₃	0.25	1.0			0.50 ^d		0.50	[59]
36	Сильнокоррелиро- ванные 3d-электроны	0.45	1.36	4.14	4.03 ^a	-0.25	-0.28	0.75	Эта работа
37	Fe ₇₀ Pt ₃₀	0.46	1.28	3.80	3.78 ^a	-0.20 ^d	-0.21 ^c	0.73	[13]
38	(Fe _{0.68} Mn _{0.32}) ₇₅ P ₁₆ B ₆ Al ₃	0.40	1.40 ^b	4.50	4.50 ^a	-0.20 ^d	-0.20 ^c	0.73	[64]
39	YBa ₂ Cu ₃ O _{7-δ}					-0.25		0.75	[79]
40	La _{0.7} Ba _{0.3} MnO ₃	0.35	1.41	5.50	5.03 ^a	-0.28 ^d	-0.28 ^c	0.70	[57]
41	La _{0.7} Sr _{0.3} CoO ₃	0.43	1.43	4.38	4.33 ^a	-0.29 ^d	-0.31 ^c	0.76	[5]
42	La _{0.79} Sr _{0.21} CoO ₃	0.49	1.22	3.51	3.48 ^a	-0.20 ^d	-0.21 ^c	0.73	[52]
43	La _{0.85} Ag _{0.15} MnO ₃					-0.23		0.7433	Эта работа
44	Sm _{0.55} Sr _{0.45} MnO ₃					-0.23		0.7433	Эта работа
45	Fe ₇₂ Pt ₂₈	0.49	1.36	3.70	3.78 ^a	-0.34 ^d	-0.30 ^c	0.78	[13]
46	Fe ₇₀ Pt ₃₀	0.49	1.33	3.80	3.71 ^a	-0.31 ^d	-0.35 ^c	0.77	
47	La _{0.80} Sr _{0.20} CoO ₃	0.46	1.39	4.02	4.02 ^a	-0.31 ^d	-0.31 ^c	0.77	[51]
48	La _{0.75} Sr _{0.25} CoO ₄	0.46	1.39	4.02	4.02 ^a	-0.31 ^d	-0.31 ^c	0.77	
49	«Случайная фикси- рованная точка»	0.5	2.0	5.0	5.00 ^a	-1.0		1.0	[13]
50	Fe ₇₅ Pt ₂₅	0.50	1.62	4.20	4.24 ^a	-0.62 ^d	-0.60 ^c	0.87	[13]
51	Fe ₇₄ Pt ₂₆	0.48	1.68	4.40	4.54 ^a	-0.63 ^d	-0.57 ^c	0.88	
52	Fe ₇₄ Pt ₂₆	0.50	1.75	4.40	4.50 ^a	-0.75 ^d	-0.70 ^c	0.92	
53	Fe ₇₄ Pt ₂₆	0.49	1.90	5.00	4.88 ^a	-0.88 ^d	-0.94 ^c	0.96	
54	Fe ₇₀ Pt ₃₀	0.50	1.60	4.15	4.20 ^a	-0.60 ^d	-0.58 ^c	0.87	
55	(Fe _{0.68} Mn _{0.32}) ₇₅ P ₁₆ B ₆ Al ₄	0.40	1.60 ^b	5.00	5.00 ^a	-0.40 ^d	-0.40 ^c	0.80	[64]
56	Metglass 2826A (Fe ₃₂ Ni ₃₆ Cr ₁₄ P ₁₂ B ₆)	0.41	1.67	5.07	5.07 ^a	-0.49	-0.49	0.83	[80]

Таблица. Продолжение

№	Теоретическая модель или соединение	β	γ	δ		α		ν^e	Ссылки
57	$\text{Fe}_{75}\text{Pt}_{25}$	0.50	1.42	3.80	3.84^a	-0.42^d	-0.40^c	0.81	[13]
58	$\text{Cu}_{0.7}\text{NMn}_{3.3}$	0.546	1.31	3.57	3.40^a	-0.40^d	-0.50^c	0.80	[21]
59	$\text{Cu}_{0.9}\text{NMn}_{3.1}$	0.532	1.63	3.84	4.06^a	-0.69^d	-0.57^c	0.90	
60	$\text{Fe}_{72}\text{Pt}_{28}$	0.50	1.49	3.95	4.01^a	-0.48^d	-0.45^c	0.83	[13]
61	TDAE-C ₆₀	0.75	1.22	2.28	2.63^a	-0.72^d	-0.46^c	0.91	[17]
62	BaIrO_3	0.82	1.03	2.20	2.26^a	-0.67^d	-0.62^c	0.89	[24]
63	$\kappa\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{X}$	1.00	1.00	2.00	2.00^a	-1.00^d	-1.00^c	1.00	[27]

Примечание. ^a Рассчитано из скейлингового равенства Вайдома $\delta = 1 + \gamma/\beta$; ^b — из скейлингового равенства Вайдома в виде $\gamma = \beta(\delta - 1)$; ^c — из комбинации скейлинговых равенств Вайдома и Рашбрука $\alpha = 2 - \beta(1 + \delta)$; ^d — из скейлингового равенства Рашбрука $\alpha = 2(1 - \beta) - \gamma$; ^e — из гиперскейлингового равенства Джозефсона $d\nu = \gamma + 2\beta$ при $d = 3$.

критические ферромагнитные флуктуации с $\beta = 0.348$ и $\gamma = 1.41$ в окрестности T_C усиливаются с давлением; это наблюдение резко контрастирует с поведением SrRuO_3 , в котором реализуется только модель приближения среднего поля.

Изучая в монокристалле $(\text{Sm}_{0.7}\text{Nd}_{0.3})_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$ зависимость типа перехода ферромагнетик–парамагнетик от гидростатического давления, авторы работы [16] нашли, что приложение давления увеличивало T_C , подавляло ширину гистерезиса и, тем самым, при всестороннем давлении 12.1 кбар делало переход переходом второго рода с $\beta = 0.358$, $\gamma = 1.297$, $\delta = 4.536$, относящимися к трехмерной модели Гейзенберга. Однако наш расчет с использованием скейлинговых равенств показывает (см. таблицу), что $(\text{Sm}_{0.7}\text{Nd}_{0.3})_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$ с этими индексами скорее относится к трехмерному XY-классу универсальности. Так что, хотя $(\text{Sm}_{0.7}\text{Nd}_{0.3})_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$ — изотропный ферромагнетик, вследствие чего модель Гейзенберга была бы приемлемой, однако XY-модель оказалась более подходящей. Схожее поведение обнаруживает намагниченность органического ферромагнетика tetrakis(dimethylamino)ethylene fullerene [60] (TDAE-₆₀) [17], измеренные индексы которого $(\beta, \gamma, \delta) = (0.75, 1.22, 2.28)$ значительно расходятся с полученными в рамках гейзенберговской трехмерной модели и, к тому же, не подчиняются скейлинговскому $[\gamma = \beta(\delta - 1)]$ и суперскейлинговскому $[\gamma + 2\beta = d\nu]$ равенствам.

В работе [18] из скейлинга намагниченности для неоднородного ферромагнетика $\text{SrFe}_{0.80}\text{Co}_{0.20}\text{O}_{0.3}$ получены критические индексы $\beta = 0.39$, $\gamma = 1.36$, близкие к индексам, определенным в рамках трехмерной модели Гейзенберга. Небольшой дрейф в сторону значений, рассчитанных в приближении среднего поля, истолковывается авторами [18] как возникающий из существования дальнедействующих диполь-дипольных взаимодействий между центрами Fe^{4+} . Авторы [18] установили, что значения β и γ были истинными индексами, так как критический индекс удельной теплоемкости α , оцененный из скейлингового равенства Рашбрука $\alpha = 2(1 - \beta) - \gamma$, отрицателен: согласно так называемому критерию Харриса, замороженный беспорядок несуществен в системах с отрицательным α [19, 20]. Авторы работы [21] сообщают о необычном критическом поведении в нитриде марганца $\text{Cu}_{0.9}\text{NMn}_{3.1}$: хотя критическое поведение ниже T_C можно было хорошо описать с помощью теории среднего поля, сильные критические флуктуации, выходящие за рамки ожиданий любых классов универсальности, наблюдались выше T_C . Вдобавок, чуть выше T_C парамагнитная восприимчивость образца отклоняется от закона Кюри–Вейсса. Ближний антиферромагнитный порядок выше T_C объясняет необычное критическое поведение и нарушение закона Кюри–Вейсса [21]. Следует отметить, что их критические индексы $\beta = 0.532$, $\gamma = 1.63$ приводят через равенство $\alpha = 2(1 - \beta) - \gamma$ к необычно большому отрицательному индексу теплоемкости

$\alpha = -0.694$, также выходящему за пределы любых известных классов универсальности. Скейлинг магнитных полевых зависимостей намагниченности в поликристаллических манганитах с железом $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{Mn}_{1-x}\text{Fe}_x\text{O}_3$ [22] обнаружил ниже и выше T_C два класса универсальности; критические индексы β , γ не соответствуют классическим классам универсальности — теории среднего поля и модели Гейзенберга, — но подчиняются скейлинговым соотношениям. Авторы [23], не пользуясь какой-либо процедурой скейлинга, только из критических индексов и амплитуд намагниченности и теплоемкости нелегированных манганитов RMnO_3 ($R = \text{Sm}, \text{Tb}, \text{Dy}, \text{Ho}, \text{Er}, \text{Tm}, \text{Yb}, \text{Lu}, \text{Y}$) получили классы универсальности согласно трехмерной модели Гейзенберга и трехмерной XY-модели для перехода парамагнетик–антиферромагнетик. Следует отметить, что способ нахождения класса универсальности только из критического индекса и амплитуды, полученных из теплоемкости в нулевом поле, использованной в работе [23], включающий несколько подгоночных параметров — фон для выделения аномальной теплоемкости, T_C для достижения совпадения критических показателей ниже и выше нее, поправку на конечно-размерный скейлинг для получения желаемого критического индекса — весьма сомнителен. Легко понять, почему такая техника приводит скорее к какому-нибудь хорошо известному классу универсальности, нежели к иницирующему новые научные проблемы. Она применима либо к качественному монокристаллу, либо к керамике с крупными гранулами, но не к наноструктурированному материалу, такому как $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$, поэтому неудивительно, что скейлинг, исследующий некоторое свойство как функцию двух термодинамических переменных, свободный от каких-либо подгоночных параметров и позволяющий оценивать конечно-размерные эффекты, — наилучший способ нахождения класса универсальности критического поведения.

Необычный критический скейлинг имеет место не только в манганитах. Аномальные особенности скейлинга наблюдались в намагниченности слабого ферромагнетика BaIrO_3 [24], в ферромагнитных урановых сверхпроводниках UGe_2 , URhGe [25], в электропроводности моттовских диэлектриков $(\text{V}_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ [26] и κ -(BEDT-TTF) $_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Cl}$ [27]. Для соединения BaIrO_3 [24] критические индексы $(\beta, \gamma, \delta) = (0.82, 1.03, 2.20)$ не подпадают под какой-либо класс универсальности для фазового перехода второго рода и, следовательно, указывают на новый класс универсальности. Хотя

намагниченность в соединениях UGe_2 , URhGe [25] обнаруживает одноосную анизотропию, класс универсальности не согласуется с трехмерной моделью Изинга и не может объясняться в рамках прежних подходов к критическим явлениям. $(\text{V}_{1-x}\text{Cr}_x)_2\text{O}_3$ показывает класс универсальности, определенный в приближении среднего поля и при критическом давлении кроссовера, согласно трехмерной модели Изинга [26]. Авторы работы [27] пришли к выводу о том, что наблюдаемые в κ -(BEDT-TTF) $_2\text{Cu}[\text{N}(\text{CN})_2]\text{Cl}$ индексы $(\delta, \beta, \gamma) \approx (2, 1, 1)$ не согласуются с известными классами универсальности, что подтверждает необычное критическое поведение, присущее квазидвумерным системам; полагается, что коррелированные электроны в таких системах формируют многочастичную среду с аномальным коллективным поведением, которое не может быть объяснено в рамках известных спиновых моделей, ввиду чего новый подход необходим для понимания необычных индексов.

Очевидно, что манганиты, так же как высокотемпературные медь-оксидные и органические соединения [26], претерпевают переход Мотта, который приводит к двойному обменному ферромагнетизму. Следовательно, и модель жидкость–газ хорошо подходит к ним. Изолирующую фазу (в которой марганец находится, главным образом, в состоянии Mn^{3+} , соответствующем конфигурации $3d^4$) можно представить как «газовую» фазу с малой концентрацией дырок Mn^{4+} (с конфигурацией $3d^3$). Металлическая же фаза представляет собою «жидкость» с существенной концентрацией дырок [26]. В полудопированных манганитах e_g -электроны и дырки движутся почти свободно, как в идеальном газе. При отходе от половинного допирования кулоновское отталкивание все больше и больше локализует эти носители, и они ведут себя как жидкость. И, наконец, отсутствие допирования напоминает твердое тело (LaMnO_3 и SmMnO), а полное допирование — вакуум (AgMnO_3 и SrMnO). Таким образом, высокотемпературные медь-оксидные и органические сверхпроводники, манганиты, и другие сильнокоррелированные электронные системы имеют много общего. Одно из них — неизвестность класса универсальности, к которому они относятся. Квазидвумерность базового взаимодействия полагается ответственной за это, например, в манганитах есть ферромагнитные плоскости, связанные между собою ферро- или антиферромагнитно. Другая их общая черта — ранее не наблюдавшееся коллективное поведение, которое в сильнокоррелированных электронных $3d$ -системах усложняется кооператив-

ным эффектом Яна–Теллера. Усложнение заключается в слабом несоразмерном искажении решетки. Таким образом, критические явления в манганитах протекают на фоне аномального кооперативного поведения решетки, которое изменяет размерность системы и радиус обменного взаимодействия, от которых зависит класс универсальности. Кроме того, гистерезис — причина появления различных режимов стандартной и ранее неизвестной критичностей, зависящих от близости к мультикритическим точкам.

Стоит отметить, что двойной обмен вполне отличается от обычного обмена (прямой, косвенный, РККИ, $s-d$, $s-f$) [28]. В отличие от обычного ферромагнетизма обратная восприимчивость при двойном обмене может отклоняться от линейной зависимости. Отклонение обратной восприимчивости от линейности, наблюдаемое во многих манганитах [29–32], говорит о существовании нестабильных ферромагнитных кластеров (temporal Griffiths phases) в парамагнитной фазе и влияет на поведение манганитов, изменяя критические свойства и предлагая новые классы универсальности [33]. Кроме того, в противоположность обычному обмену, двойной обмен является реальным: e_g -электрон из катиона Mn^{3+} переходит через промежуточный анион O^{2-} в ближайший Mn^{4+} . Такой реальный перенос в электрическом поле приводит к электрическому и спиновым токам, которые могут переключать магнитные структуры и спинтронные устройства [34–37]. Двойной обмен можно довольно легко объяснить на основе простой полуклассической модели [28]: ионы поляризуют свободные электроны, которые, в свою очередь, поляризуют ионы, так что электроны могут легко перемещаться между катионами Mn. Более того, кажется, что двойной обмен не является ферромагнетизмом в обычном смысле: он возникает только из-за того, что e_g -электрон, чтобы свободно перемещаться по цепочке $Mn^{3+}-O^{2-}-Mn^{4+}$, заставляет магнитные моменты Mn^{3+} и Mn^{4+} ориентироваться в одном и том же направлении. Поэтому то, что некоторые ферромагнитные манганиты обнаруживают необычное критическое поведение, подпадающее под некий новый класс универсальности, не удивительно.

Наличие $3d$ -элемента Mn делает манганиты одним из центральных объектов физики конденсированного состояния, не только раскрывающим новые перспективы для прикладной физики, но и дающим толчок развитию фундаментальной физики, особенно теории фазовых переходов. Основой теоретического понимания необычной критичности могло бы

стать использование двойного гамильтониана Гейзенберга [38] для ян-теллеровских систем, учитывающего как спиновый, так и орбитальный моменты. В случае изинговских спинов гамильтониан совпадает по сути с моделью Ашкина–Теллера [39]. В двойной модели орбитальные и спиновые структуры тесно связаны. Изменение спиновой структуры магнитным полем изменяет и орбитальную структуру, при этом обменный интеграл также становится другим. В результате, реакция спиновой системы на магнитное поле будет нелинейной и это действительная причина метамагнетизма.

Это исследование продолжает наши предыдущие попытки рассмотрения скейлинга [40, 41], цель которых — частично разрешить упомянутые проблемы в соединениях с гистерезисом и сильным воздействием магнитного поля на T_C и выявить характер аномального скейлингового поведения, что открывает пути более точного предсказания их физических свойств, необходимых в современной спинтронике.

2. МЕТОДИКИ

Манганит $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$ приготавливался с помощью метода химической гомогенизации из водных растворов нитратов La, Ag, Mn. Методика приготовления подробно описана в работах [42, 43]. Рентгенограмма на рис. 1 соответствует ромбоэдрической структуре с пространственной группой $R\bar{3}c$ и параметрам элементарной ячейки $a = 5.473 \text{ \AA}$ и $\alpha = 60.25^\circ$ без каких-либо следов побочных фаз. Спекание осуществлялось в атмосфере кислорода в течение 20 ч при $T = 1100^\circ\text{C}$. Для улучшения транспортных свойств керамика, прошедшая обычный отжиг при $T = 800^\circ\text{C}$ в течение 24 ч, была подвергнута перекристаллизационному отжигу при $T = 1100^\circ\text{C}$ в течение 24 ч, плотность керамики составила 4.80 г/см^3 . Катионный состав и химическая гомогенность, исследованная с помощью рентгеноспектрального микроанализа, не установи-

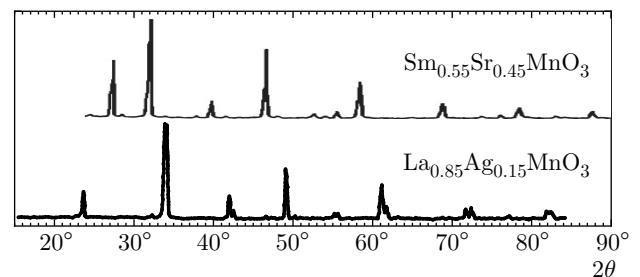


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы $La_{0.85}Ag_{0.15}MnO_3$ и $Sm_{0.55}Sr_{0.45}MnO_3$

ли потери серебра после отжига. Исследования с помощью сканирующих электронных микроскопов JEOL JSM 840A и LEO SUPRA 50VP (Carl Zeiss, Германия) показали однородную микроструктуру керамики со средним размером гранул в несколько десятков нанометров со слабыми связями между ними. Манганит $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ обладает наилучшими ферромагнитными свойствами: его энтропия при магнитном фазовом переходе, составляющая 125.5 Дж/моль·К, является максимальной среди всех исследованных нами легированных Ag манганитов. Ввиду этого он был выбран для апробации улучшенной процедуры скейлинга, которая была бы полезной и для других легированных редкоземельными ионами тройных оксидов 3d-металлов, проявляющих схожие критические свойства.

Керамика $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ приготавливалась по той же методике, что и $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$. Беззольные фильтры пропитывались водными растворами нитратов металлов общей концентрацией 1 моль/л. Остаток после сжигания высушенных фильтров прокаливался при $T = 973$ К, прессовался в таблетки и спекался в течение 12 ч при $T = 1473$ К. Рентгеновская дифракция с помощью дифрактометра Siemens D5000 показала, что керамика $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ представляет собой однофазный перовскит с орторомбической структурой $Pnma$ с постоянными решетки $a = 5.424(1)$ Å, $b = 7.678(2)$ Å, $c = 5.434(2)$ Å. Полученный из этих значений параметр орторомбичности 0.2% указывает на близость к кубической структуре. Отношение $a < b\sqrt{2} < c$ характерно для орторомбических манганитов с фактором толерантности 0.92. Плотность образца 5.16 г/см³.

Согласно нейтронной дифракции (см. рис. 2) фазовое разделение в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ не происходит [29, 30, 44]. При T_C в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ наблюдается переход в однородное ферромагнитное состояние, характеризуемое магнитным моментом насыщения $M = 3.36(5)\mu_B$ в расчете на один атом Mn при $T = 4$ К без признаков антиферромагнетизма, что согласуется с полным упорядочением спинов при абсолютном нуле, когда $M_0 = (0.55S_{\text{Mn}^{3+}} + 0.45S_{\text{Mn}^{4+}})\mu_B = (0.55 \cdot 4 + 0.45 \cdot 3)\mu_B = 3.55\mu_B$ ($S_{\text{Mn}^{3+}}$ и $S_{\text{Mn}^{4+}}$ — суммарные спиновые квантовые числа катионов Mn^{3+} и Mn^{4+}). Таким образом, в соединении $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ не обнаруживаются следы антиферромагнитной фазы вплоть до самых низких температур и оно обладает максимальной долей ферромагнитной фазы, что также делает его превосходным объектом для исследования скейлинга.

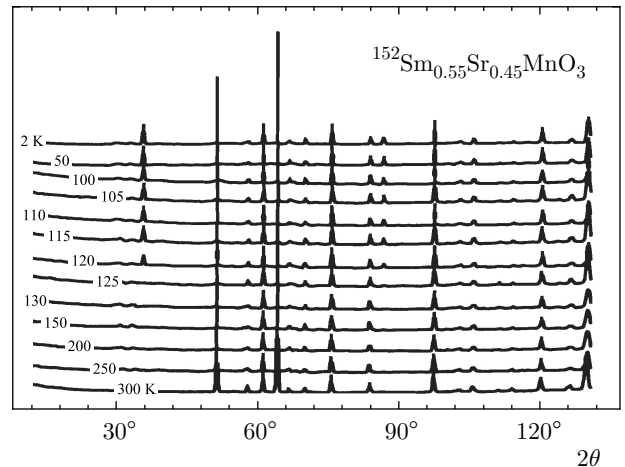


Рис. 2. Нейтронная дифрактограмма $^{152}\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при различных температурах, снятая при длине волны нейтронов 2.343 Å с помощью нейтронного порошкового дифрактометра высокого разрешения G4.2, расположенного в нейтронноводном зале реактора ORPHEUS (LLB, Saclay, Франция)

Данные нейтронной дифракции вблизи и ниже T_C (см. кривые при $T = 120$ К и ниже на рис. 2) свидетельствуют о резком уменьшении объема элементарной ячейки ($\Delta V_c / V_c \approx 0.1\%$) при появлении ферромагнетизма, обусловленного кооперативным эффектом Яна–Теллера, однако пространственная группа симметрии остается одной и той же ($Pnma$) во всем диапазоне температур. Постоянные элементарной ячейки изменяются своеобразно: ее ромбическое основание резко уменьшается (температурные зависимости параметров a и c изменяются скачкообразно, тогда как b только незначительно). Орторомбическая дисторсия сравнительно большая: $\delta = (a - c)/(a + c) \approx 0.15\%$. Магнитный переход сопровождается резким уменьшением ян-теллеровских искажений октаэдров MnO_6 . Выше T_C , при $T = 150$ К (ниже T_C , при 100 К) межатомные расстояния между Mn и O в вершинах октаэдра составляют 1.953(2) Å [1.947(3) Å], в основании — 1.931(7) Å [1.937(6) Å] и 1.955(6) Å [1.945(8) Å], что дает коэффициент ян-теллеровского искажения $(\Sigma[(\text{Mn}-\text{O}_i) - \langle \text{Mn}-\text{O} \rangle]^2)^{1/2}$ равный 0.01 Å при $T = 150$ К и 0.004 Å при $T = 100$ К. Угол $\widehat{\text{MnO}_1\text{Mn}}$, т.е. угол между соседними октаэдрами, составляет 159° при комнатной температуре и 161° вблизи T_C . Итак, заметная ян-теллеровская деформация имеет место выше T_C , а ниже она существенно уменьшается. Очевидно, что такие значительные изменения межатомных расстояний и углов влияют на двойной обмен и, следовательно, на критическое поведение.

Теплоемкость C_p измерялась на автоматизированной экспериментальной установке [31], предназначенной для измерения тепловых свойств тонких образцов по оригинальной модификации [31] модуляционной калориметрии [32]. Одно из преимуществ методики — очень малые перепады температур в образце (менее 10 мК), что особенно важно при исследовании критических явлений в окрестности фазовых переходов. Такие перепады позволяют проводить измерения с чувствительностью лучше, чем 0.01 К или 10^{-5} по приведенной температуре $|T/T_C - 1|$. Согласно теории модуляционной калориметрии, тепловая энергия dQ , модулируемая с угловой частотой ω и поглощаемая образцом за один период, приводит к температурным осцилляциям T_{ac} с той же частотой. Поглощение энергии dQ также приводит к подъему средней температуры образца относительно температуры теплового резервуара или микрокалориметра — T_{dc} . Измеряя T_{dc} и T_{ac} при известной температурной зависимости теплопроводности $g(T)$ заполняющего микрокалориметр газообразного ^4He и эффективное расстояние между образцом и стенками микрокалориметра d , рассчитываем абсолютные значения теплоемкости $C_p = dg(T)T_{dc}/T_{ac}$ [31]. Хорошая тепловая связь термодпары с образцом и ее быстрый отклик необходимы для наивысшего установления теплового равновесия между ними. Чтобы добиться этого, термодпару, изготовленную с помощью точечной сварки из расплюснутых концов хромелевой и константановой проволочек диаметрами 25 мкм, приклеивали к образцу клеем БФ-2; «холодный спай» приклеивали к микрокалориметру для измерения также и T_{dc} . Образцы представляли собой плоско-параллельные пластинки толщиной 0.20–0.30 мм с поверхностью не более $3 \times 3 \text{ мм}^2$ и массой 20–30 мг. Верхняя сторона образца периодически освещалась лампой накаливания посредством механического прерывателя. Рабочая частота имела значение $f = 2 \text{ Гц}$ ввиду того, что она удовлетворяет критерию модуляционной калориметрии [31, 32] и позволяет установить на фазочувствительном нановольметре постоянную времени 10 с, при которой максимально подавляется шум в измеряемом сигнале. Медь-константановая термодпара из проводков диаметром 0.1 мм, один спай которой приклеивался к микрокалориметру, а другой помещался в ледяную ванну, измеряла температуру теплового резервуара T_{bath} . Температура T_{dc} из-за поглощения света не превышала 0.5 К. Средняя температура образца $T = T_{bath} + T_{dc}$. Абсолютная погрешность, оцененная как отношение теплоемкостей термодпары с кле-

ем и объема образца, ограниченного длиной теплопроводности $l = \sqrt{\eta/\pi f}$ (l — расстояние, на которое поглощенное тепло распространяется за период), составляет 0.8 %, при этом относительная погрешность не превышает 0.1 %. Температура изменялась со скоростью, не превышающей 0.1 К/мин (0.05 К/мин в окрестности фазового перехода).

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

Для преодоления упомянутых выше трудностей мы использовали классический скейлинг со следующими нашими поправками [41]: 1) в случае гистерезиса различные значения T_C используются для ферромагнитного T_C^{fm} и парамагнитного T_C^{pm} состояний; 2) при сильной полевой зависимости T_C для успешной процедуры скейлинга собственная критическая температура T_C^H берется для каждого значения магнитного поля. Поскольку $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ не демонстрирует гистерезис, а его T_C чувствительна к магнитному полю, использовалось условие 2. С другой стороны, $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ проявляет признаки гистерезиса и сильной чувствительности T_C к магнитному полю, поэтому привлекались оба условия.

На рис. 3 показаны аномальные теплоемкости $C_p(T)$ $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$, рассчитанные посредством вычитания сглаженной регулярной части $C_B(T)$ из измеренной $C_p(T)$ с помощью полиномиальной аппроксимации $C_B(T) = 1.98191 + 0.73381T - 0.000994T^2$ теплоемкости в нулевом поле, за исключением области вблизи T_C . Следует заметить,

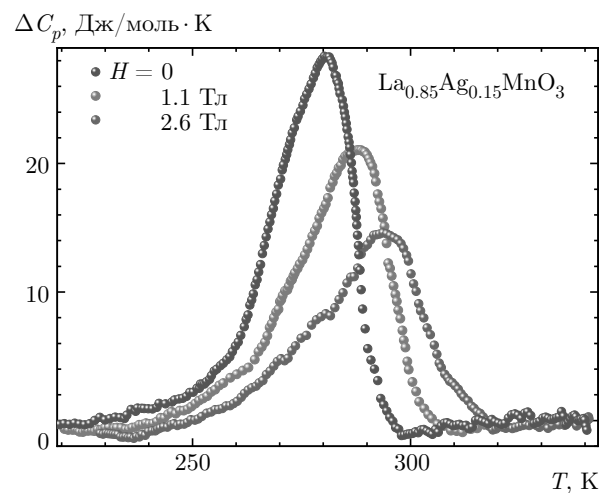


Рис. 3. Аномальные теплоемкости ΔC_p в зависимости от температуры без поля и в полях 1.1 Тл и 2.6 Тл

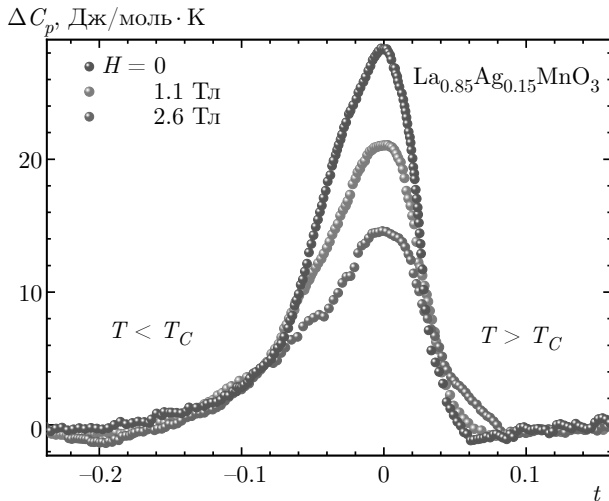


Рис. 4. Аномальные теплоемкости ΔC_p в зависимости от приведенной температуры $t = T/T_C^H - 1$ без поля и в полях 1.1 Тл и 2.6 Тл

что скейлинговая процедура инвариантна относительно вычитания регулярной части, так как разность теплоемкостей в поле и без поля $C_p(t, H) - C_p(t, 0)$ не зависит от вычитания одного и того же члена $C_B(T)$ из уменьшаемого и вычитаемого. В нашем случае фоновый вклад удалялся исключительно ради наглядности графиков на рис. 3. Поскольку никакие подгоночные параметры не используются, скейлинг — наиболее надежная оценка критического поведения. На скане без поля C_p в окрестности $T = 280$ К обнаруживает самый высокий пик. λ -вид аномалии $C_p(T)$ в точке Кюри свидетельствует о том, что переход непрерывный, либо второго рода. В случае непрерывного фазового перехода $C_p(T)$ подчиняется скейлинговскому поведению. Пик расширяется и понижается с полем, но не в пример классическому ферромагнетику, существенно смещается в сторону более высоких температур. Вследствие этого, теплоемкость не коллапсирует в универсальную скейлинговскую функцию и выявить класс универсальности не удается.

Чтобы справиться с этим препятствием, было решено отказаться от единого значения T_C для всех графиков и взять для каждого собственное соответствующее пику значение T_C . Очевидно, что класс универсальности не зависит от T_C , так как вещества с различными T_C часто относятся к одному классу универсальности. Действительно, интенсивность критических явлений зависит от приведенной температуры $t = (T - T_C)/T_C$, т. е. от близости к T_C , но не от нее самой. Итак были взяты значения $T_C^0 = 280.80$ К, $T_C^{1.1T} = 287.90$ К, $T_C^{2.6T} = 294.00$ К. На

рис. 4 данные рис. 3 перерисованы в зависимости от приведенной температуры $t = T/T_C^H - 1$. Как видно, положения пиков стали инвариантными относительно магнитного поля. Такое представление удобно для анализа магнитной теплоемкости — разности между аномальными теплоемкостями в отличном от нуля поле и без поля $C_p(t, H) - C_p(t, 0)$, которая используется для определения скейлинговой функции $f(t/H^{1/2\nu})$ [45]:

$$[C_p(t, H) - C_p(t, 0)]H^{\alpha/2\nu} = f(t/H^{1/2\nu}). \quad (1)$$

Если наши данные удовлетворяют (1), то графики рис. 4, перечерченные в координатах $H^{\alpha/2\nu} [C_p(t, H) - C_p(t, 0)]$ от $t/H^{1/2\nu}$, должны сколлапсироваться в единственную зависимость. Чтобы выявить это, брались различные значения α и ν , включая и принадлежащие другим классам универсальности. Однако выражение (1) лучше всего описывало экспериментальные данные при $(\alpha; \nu) = (-0.230; 0.7433)$ при условии трехмерности флуктуирующего пространства. На рис. 5 графики $\Delta C_p(T)$ с рис. 4 представлены в координатах $H^{\alpha/2\nu} [C_p(t, H) - C_p(t, 0)]$ от $t/H^{1/2\nu}$, что согласуется с выражением (1) при этих α, ν . Как видно на рис. 5, коллапс данных, т. е. успешное наложение магнитных теплоемкостей $C_p(t, H) - C_p(t, 0)$, наблюдается в интервалах $t/H^{1/2\nu} [-0.070; -0.033]$ ниже T_C и $[0.024; 0.047]$ выше. Однако $(\alpha; \nu) = (-0.230; 0.7433)$ не попадают в какой-либо существующий класс универсальности. При этом суперскейлинговое равенство всегда истинно: выпадающие из него α, ν не приводят к коллапсу данных.

Полагается, что аномальные критические индексы являются признаком того, что переход не является обычным фазовым переходом второго рода. Видимо, имеет место нелинейное влияние магнитного поля, присущее системам с $3d$ -элементами. Присутствие $3d$ -элемента Mn в манганитах заставляет нас привлекать спин-орбитальное взаимодействие для интерпретации физических свойств [46]. Следует подчеркнуть, что сильные эффекты магнитного поля, наблюдаемые в $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$, являются признаками веществ с сильным спин-орбитальным спариванием t_{2g} - и e_g -электронов. Упорядочивая t_{2g} -орбитали, магнитное поле посредством хундовского спаривания t_{2g} - и e_g -электронов благоприятствует дополнительному усилению двойного обмена. Ввиду этого, естественно предположить новый класс универсальности для сильнокоррелированных электронных систем с $3d$ -катионами, проявляющих кооперативное поведение неизвестной

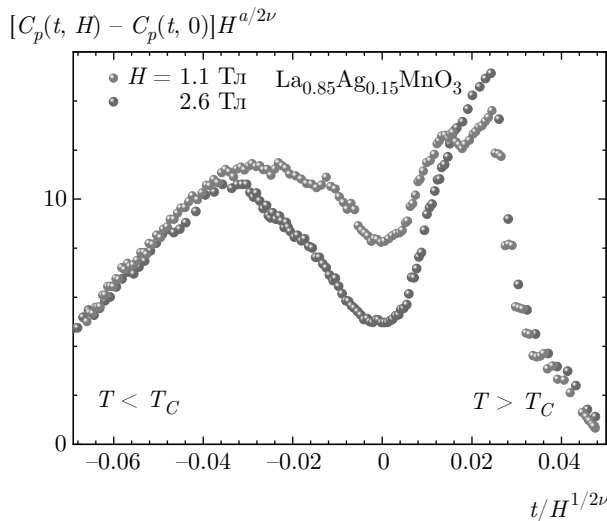


Рис. 5. Магнитные теплоемкости $C_p(t, H) - C_p(t, 0)$ для $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ в полях 1.1 Тл и 2.6 Тл, масштабированные в координатах, соответствующих (1) при $\alpha = -0.23$, $\nu = 0.7433$

природы [17, 24–27]. В самом деле, $\alpha = -0.230$ точно в два раза больше $\alpha = -0.115$ для трехмерного гейзенберговского класса универсальности, что соответствует равным вкладам в критическое поведение от спиновых и орбитальных моментов. Это значит, что критическое поведение относится к новому классу универсальности для сильнокоррелированных электронных систем с сильным спин-орбитальным взаимодействием d -электронов. Это ясно из модели двойного обмена Зинера, в которой как направление спина электрона, так и угол химической связи $\text{Mn}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Mn}^{4+}$ сильно влияют на интенсивность двойного обмена.

К сожалению, нет коллапса на отрезке $t/H^{1/2\nu} [-0.033; 0.024]$. Данные в этой окрестности T_C не могли быть описаны каким-либо классом универсальности. Это объясняется тем, что реальный образец из-за неоднородностей однороден лишь в пределах конечного размера L (в нашем случае среднего размера гранул). Следовательно, необходимо учесть конечно-размерный эффект [45, 47], суть которого в том, что реальный корреляционный радиус $\xi(t) \propto |t|^{-\nu}$ не может превысить L , в результате чего вершина перехода округляется. Конечно-размерный эффект нарушает скейлинг при температурах близких к T_C меньше, чем $t^\nu = \xi/L$ [45]. С учетом того, что конечно-размерный эффект начинается при $t \approx 0.023$ (см. рис. 5), средний размер гранул $L \approx 50$ нм и $\nu = 0.7433$, получим, что корреляционный радиус

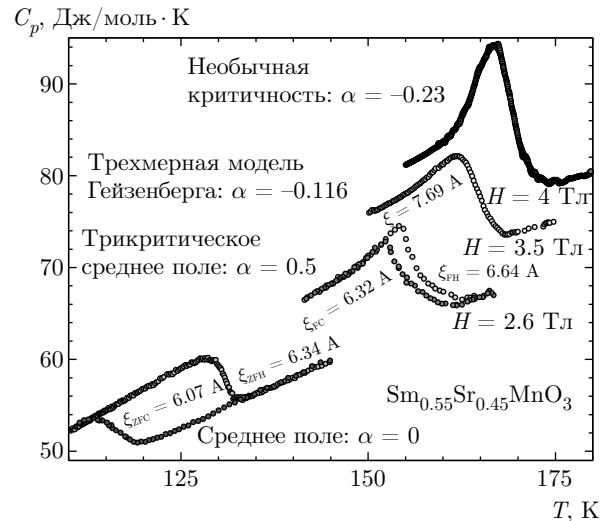


Рис. 6. Температурные зависимости теплоемкости $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в окрестности точек Кюри в полях 0, 2.6 Тл, 3.5 Тл, 4 Тл. Во избежание взаимного наложения, графики в полях 3.5 Тл и 4 Тл приподняты соответственно на 6.0 Дж/моль·К и 9.0 Дж/моль·К

$\xi = Lt^\nu \approx 30.28 \text{ \AA}$, и он того же порядка, что и экспериментальные значения в манганитах [6, 48, 49].

Чтобы подтвердить предположение о новом классе универсальности, исследовался скейлинг магнитной теплоемкости манганита $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ [29], температурные зависимости теплоемкости которого в полях до 4 Тл представлены на рис. 6. Соединение $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в отсутствие поля в противоположность $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ обнаруживает аномалию Δ -типа в T_C , свидетельствующую о неоднородности магнитного состояния. Хотя ферромагнитное состояние $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ однородное и металлическое, парамагнитная фаза неоднородна и имеет локальные антиферромагнитные вкрапления CE -типа. Это означает присутствие слабого ферромагнетизма типа Дзялошинского–Мория и ферромагнитных доменов [29]. Малоугловое рассеяние нейтронов (SANS) [48] обнаружило в парамагнитном состоянии $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ферромагнитные капельки диаметром около 8 \AA со временем жизни около 10^{-12} с [48]. Примечательно, что магнитные корреляционные радиусы ξ , рассчитанные из теплоемкости на рис. 6 и определенные с помощью SANS [48], хорошо согласуются друг с другом. Более того, $\alpha \approx 0$ в нулевом поле — признак неоднородного метамагнитного состояния, согласующийся с данными [48]. Такое поведение манганита $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ напоминает поведение кобальтита $\text{La}_{0.79}\text{Sr}_{0.21}\text{CoO}_3$

с критическими индексами намагниченности $\beta = 0.5$ и восприимчивости $\gamma = 1.0$ в приближении среднего поля [50]. Эти значения посредством скейлингового равенства $\alpha = 2(1 - \beta) - \gamma$ дают $\alpha = 0$. Таким образом, как большое значение β , так и малое α могут быть результатом существования собственных магнитных и электронных неоднородностей, которые ослабляют короткодействующие взаимодействия между спинами. Таким образом, магнитный переход в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в отсутствие поля — критическая точка в приближении среднего поля.

Как видно на рис. 6, магнитное поле преобразует Δ -образный пик в λ -пик. Таким образом, $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ ведет себя как необычный ферромагнетик ввиду того, что магнитное поле, вместо подавления, интенсифицирует флуктуации. Это объясняется тем, что усиление флуктуаций из-за снятия ян-теллеровских искажений полем превышает хорошо известное подавление флуктуаций полем. Теплоемкость $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ показывает гистерезис без поля и в поле 2.6 Тл. Магнитное поле подавляет гистерезис, и он полностью исчезает в полях 3.5 Тл и 4 Тл. Без поля точка Кюри перехода ферромагнетик-парамагнетик $T_C^{f-p} = 128.6$ К, а обратного $T_C^{p-f} = 113.3$ К. В поле 2.6 Тл $T_C^{f-p} = 152.7$ К, а $T_C^{p-f} = 150.6$ К. Магнитное поле повышает T_C^{f-p} и T_C^{p-f} , однако сужает ширину гистерезиса $T_C^{f-p} - T_C^{p-f}$ из-за того, что T_C^{p-f} растет быстрее, чем T_C^{f-p} . Нечувствительность T_C^{f-p} и T_C^{p-f} к скорости изменения температуры свидетельствует о том, что гистерезис не связан с фазовым переходом первого рода.

Сильный замороженный беспорядок приводит к сглаженному непрерывному фазовому переходу, управляемому классом универсальности среднего поля, в котором $\alpha = 0$. Похожий эффект наблюдается в отсутствие поля в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ (см. рис. 6): ян-теллеровские искажения нарастают с ослаблением поля и достигают максимума в отсутствие поля, что ограничивает корреляционный радиус ($\xi < 7 \text{ \AA}$, см. рис. 2 из работы [48]), и флуктуации значительно подавляются. Таким образом, $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ демонстрирует новое явление — класс универсальности, управляемый магнитным полем посредством влияния на поведение ян-теллеровских искажений. Аналогично, влияние уровня допирования на критические индексы (см. для примера ссылки [9, 13, 14, 21, 50–53]) можно назвать классом универсальности, зависящим от уровня допирования. С ростом концентрации допанта

Ag аномалия теплоемкости в $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$ [54] уменьшается по амплитуде, расширяется по температуре и смещается в сторону более высоких температур. Таким образом, влияние допирования в $\text{La}_{1-x}\text{Ag}_x\text{MnO}_3$ аналогично эффекту, производимому магнитным полем, что соответствует поведению классического ферромагнетика. Это происходит из-за того, что допирование, так же как и магнитное поле, устраняет ян-теллеровские искажения. Влияние допирования в кобальтите $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ [50] сходно с влиянием поля, не превышающего 4 Тл, на манганит $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, т.е. аномальное ферромагнитное поведение обусловлено подавлением ян-теллеровских искажений магнитным полем. Если сравнить рис. 6 с рис. 3 в работе [50], то видно, что с увеличением концентрации допанта в $\text{La}_{1-x}\text{Sr}_x\text{CoO}_3$ или магнитного поля, приложенного к $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, пик теплоемкости расширяется по температуре и смещается вправо. Можно было бы найти множество случаев подобной аналогии поля и допирования в манганитах и других тройных оксидах $3d$ -элементов. Известно, что магнитное поле может ориентировать t_{2g} -орбитали. В манганитах оно может достигать той же величины, что и ян-теллеровское молекулярное поле, и, следовательно, может упорядочивать t_{2g} -орбитали и подавлять ян-теллеровские искажения [55–57]. Таким образом, магнитное поле действует так же, как и допирование, которое управляет t_{2g} -орбиталями через фактор толерантности и орторомбическую дисторсию. Ориентируя t_{2g} -орбитали и посредством спин-орбитального и хундовского t_{2g} - e_g -взаимодействий, e_g -орбитали, магнитное поле и допирование распрямляют и укорачивают связи $\text{Mn}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Mn}^{4+}$, усиливая тем самым двойной обмен.

Примечательно, что критическое поведение $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в поле 2.6 Тл прекрасно согласуется с интеркалированным литием графитом C_6Li [58], качественно отличным от манганитов. Авторы работы [58] показали, что расчеты для дискретной модели Поттса с тремя состояниями подтверждают ранее не наблюдавшиеся сильные флуктуации в окрестности фазового перехода первого рода, что является признаком трикритического поведения. Зависимости теплоемкости C_6Li (см. рис. 3 в работе [58]) и $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в поле 2.6 Тл очень похожи: не только вид обеих, но и критические индексы совпадают (см. рис. 6). Как $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, так и C_6Li обнаруживают признаки гистерезиса и сильных флуктуационных эффектов, которые очевидны из λ -образных скачков теплоемкости. Как

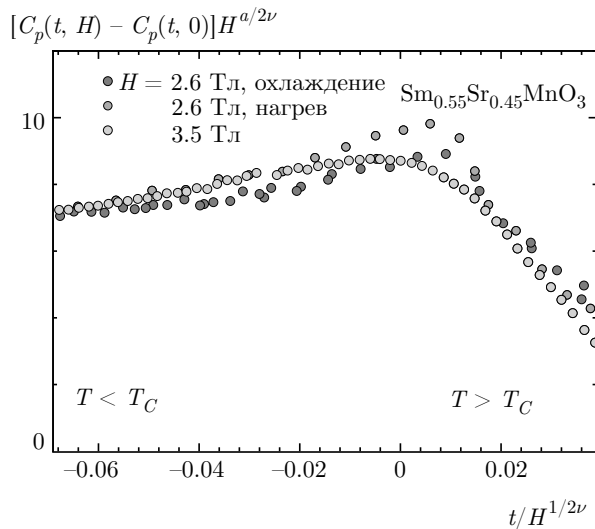


Рис. 7. Магнитные теплоемкости $C_p(t, H) - C_p(t, 0)$ для $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в полях 2.6 Тл и 3.5 Тл, масштабированные в координатах, соответствующих (1) при $\alpha = -0.23$, $\nu = 0.7433$

и C_6Li , $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ обнаруживает различия в кривизне высокотемпературных склонов пика теплоемкости в отсутствие поля и в поле 2.6 Тл в режимах нагрева и охлаждения. Эти различия приписываются скрытой теплоте перехода, которая незаметна при охлаждении из-за проблем с переохлаждением/зародышеобразованием [58]. Флуктуационные эффекты в C_6Li , возможно, вызваны гипотетической трикритической точкой, которая экспериментально не достижима в C_6Li [58]. К счастью, в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ трикритическая точка оказалась экспериментально доступной уже при 4 Тл, и мы смогли показать, что ее близость в поле 2.6 Тл обуславливает трикритический $\alpha = 0.5$. Недавно авторы работы [59] установили, что $\text{La}_{0.7}\text{Ca}_{0.3}\text{MnO}_3$ в слабых магнитных полях обнаруживает фазовый переход первого рода, а в сильных магнитных полях, превышающих 6.5 Тл, трикритическое поведение с индексами $\beta \approx 0.25$, $\gamma \approx 1$, близкими к индексам трикритической теории среднего поля. Из этих β , γ и скейлингового равенства Рашбрука $\alpha = 2(1 - \beta) - \gamma$ получаем $\alpha = 0.5$ — точно такое же, как и в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ при 2.6 Тл. Заметим, что $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в отсутствие поля показывает близкий к первому роду фазовый переход с $\alpha = 0$. Таким образом, трикритичность в различных системах проявляется в однотипном критическом поведении.

На рис. 7 теплоемкость $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в поле $H = 2.6$ Тл при охлаждении и нагреве и

при $H = 3.5$ Тл, представленные в координатах $H^{\alpha/2\nu} [C_p(t, H) - C_p(t, 0)]$ от $t/H^{1/2\nu}$ при тех же α, ν , что и в $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$, ясно демонстрируют коллапс. Таким образом, критическое поведение теплоемкости $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ также относится к тому же самому новому классу универсальности. Однако, в отличие от $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$, коллапс существует во всем интервале оси абсцисс на рис. 7, т.е. в окрестности T_C отсутствуют какие-либо явные признаки конечно-размерного скейлинга. Это неудивительно, так как в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ средний размер гранул $L = 2000$ нм и $\nu = 0.7433$ свидетельствуют о том, что конечно-размерный эффект мог бы появиться при $t < 0.01$, если корреляционный радиус был бы $\xi = Lt^\nu > 652.27 \text{ \AA}$, тогда как на самом деле он почти на порядок меньше [48].

Одна особенность на рис. 7 обращает на себя внимание: график при $H = 2.6$ Тл и нагреве (FH) налагается лучше на зависимость, полученную при $H = 3.5$ Тл, чем на график в том же поле, но при охлаждении (FC). Различие графиков в одном и том же поле, по-видимому, обусловлено различием корреляционных радиусов при охлаждении и нагреве: $\xi_{FC} = 6.32 \text{ \AA}$ меньше, чем $\xi_{FH} = 6.64 \text{ \AA}$ (см. рис. 6). Это значит, что разупорядочение решетки при охлаждении сильнее, чем при нагревании, поэтому ферромагнитная фракция и, следовательно, пик теплоемкости при остывании немного меньше, чем при нагревании. Вот почему ниже T_C и в поле 2.6 Тл график при охлаждении располагается ниже зависимости при нагреве. Похоже на то, что ян-теллеровские искажения проникают из парамагнитной фазы в ферромагнитную, благодаря малой скрытой теплоте ян-теллеровского перехода подобно случаю с C_6Li [58].

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Фазовая диаграмма $B-T$ (рис. 8) может прояснить проблему: почему $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ принадлежат к одному и тому же классу универсальности. Ранее такая же диаграмма для $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ была подробно объяснена [5]. Слияние линий AC и BC в поле 4 Тл и есть трикритическая точка C . Интересно, что наклоны линий DE без поля и AC при $B = 4$ Тл практически равны: 6.9 и 6.5 К/Тл. Отсюда следует, что изменение магнитной энергии $\mu\Delta B$ катионов $\text{Mn}^{3+(4+)}$ в $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ при нулевом поле и в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ в трикритической точке практически одинаковы. Таким образом, иден-

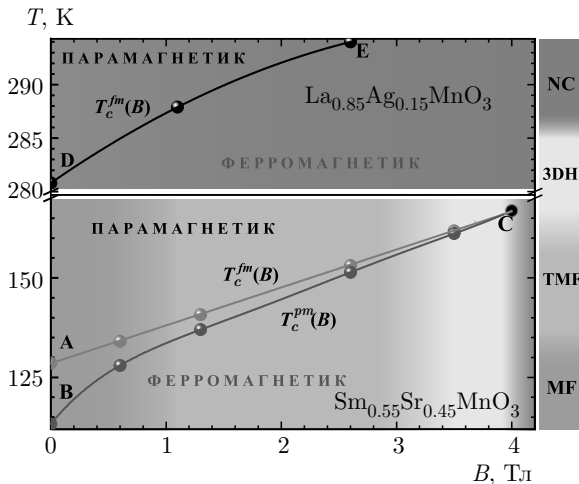


Рис. 8. (В цвете онлайн) Фазовые B - T -диаграммы $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$. Черные точки — безгистерезисные точки Кюри, красные — точки Кюри переходов ферромагнетик–парамагнетик, наблюдающиеся при нагревании, синие — точки Кюри переходов парамагнетик–ферромагнетик, появляющиеся при охлаждении. Градиентная цветовая заливка демонстрирует смену класса универсальности с магнитным полем: MF — среднее поле, TMF — среднее поле в окрестности трикритической точки, 3DH — трехмерная модель Гейзенберга, NC — новая критичность

тичное критическое поведение $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ предсказывается их B - T -диаграммой. Как видно на рисунке, оба состава обнаруживают нелинейное магнитное поведение (линии DE и BC нелинейны). Нелинейность двойного обмена относительно магнитного поля указывает на то, что магнитное поле может не только непосредственно ориентировать e_g -электроны, но и дополнительно выстраивать их посредством спин-орбитального спаривания e_g - и t_{2g} -электронов. Выпрямление и укорочение связей $\text{Mn}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Mn}^{4+}$ увеличивает $\text{Mn}3d$ - $\text{O}2p$ -гибридизацию, что дополнительно делокализует e_{2g} -электроны, при этом двойной обмен усиливается и, следовательно, T_C нелинейно растет, как это видно на рис. 8. Основной довод в пользу введения нового класса универсальности — богатая физика манганитов, обусловленная переходом типа Мотта, сопровождающимся снятием кооперативных ян-теллеровских искажений и двойным обменом.

Полагается, что взаимосвязь спинов и ян-теллеровских фононов ответственна за неоднородности и метамагнетизм в парамагнитной фазе [29], приводящие к нелинейности T_C . Выше T_C $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$ проявляет явные признаки мета-

магнетизма, являющегося следствием колоссальной магнитострикции, так же как и сильная магнитострикция ян-теллеровских кристаллов ответственна за их необычный метамагнетизм. Более того, из двойной модели Гейзенберга [60, 61] вытекает, что трикритическая точка должна существовать на фазовой B - T -диаграмме. Совсем недавно в одноосном киральном гелимагнетике $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ были получены близкие к полученным в трехмерной модели Гейзенберга индексы $\beta = 0.370(4)$, $\gamma = 1.380(2)$, $\delta = 4.853(6)$, а на фазовой B - T -диаграмме определяются даже две трикритические точки [62]. Одна из них расположена на пересечении состояний солитонной решетки кирального магнетика, ферромагнетика и парамагнетика. Другая — на пересечении состояний солитонной решетки кирального магнетика, гелимагнетика и парамагнетика.

Сильнокоррелированная спин-орбитальная система могла бы обнаруживать необычное критическое поведение и даже новый класс универсальности, если магнитный параметр порядка зависит от структурного и орбитального упорядочений [63]. В этой связи интересно, что такой далекий от манганитов состав, как метамагнитный аморфный сплав $(\text{Fe}_{0.68}\text{Mn}_{0.32})_{75}\text{P}_{16}\text{B}_6\text{Al}_3$ [64], обнаруживает такие же, как и у $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ и $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, индексы (см. таблицу) при переходе спиновое стекло–ферромагнетик.

Как видно в таблице, класс универсальности, предлагаемый для сильнокоррелированных $3d$ -электронных систем включает несколько химически и физически различных веществ: монокристаллические сплавы Fe–Pt, аморфные сплавы Fe–Mn, высокотемпературный сверхпроводник, манганиты и кобальтиты, в которых имеют место разнообразные фазовые переходы, например, при температурах Кюри и Нееля, сверхпроводящий и спин-стекольный переходы.

Источник необычных критических свойств манганитов, кобальтитов и других составов теоретически еще не исследован. Ранее было показано [6], что капля нарождающейся фазы, т. е. флуктуация с диаметром ξ , может появиться, если изменение температуры внутри ее объема $(4/3)\pi\xi^3$ больше ширины гистерезиса $\Delta T_C = T_C^{f-p} - T_C^{p-f}$. Продолжая этот анализ, найдем соотношение ΔT_C с ξ . Из-за колоссальной стрикции [65] появляющаяся парамагнитная капля (такой случай имеет место как раз немного ниже T_C) должна совершить работу против упругой силы — поверхностного натяжения на сферической границе площадью $S = \pi\xi^2$ с ферро-

магнетиком. Согласно закону Гука, капелька, чтобы вырасти от радиуса $r = \xi/2$ до $r + dr$, развивает силу $F = \pi(E_{fm} - E_{pm})\xi d\xi$ (E_{fm} и E_{pm} — модули Юнга ферромагнетика и парамагнетика). Тогда энергия

$$U = \int F d\xi = \pi(E_{fm} - E_{pm}) \int \xi^2 d\xi = \frac{\pi}{3}(E_{fm} - E_{pm})\xi^3,$$

необходимая для рождения капли, индуцирует гистерезис

$$\Delta T_C = \frac{\pi}{3}(E_{fm} - E_{pm})\xi^3/k_B.$$

Это выражение при $\Delta T_C = 15$ К в нулевом поле и E_{fm} и E_{pm} из работ [66–68] дают $\xi = 8.7 \text{ \AA}$, что хорошо согласуется со значениями, полученными из теплоемкости (см. рис. 6) и SANS [48]. Таким образом, ян-теллеровские искажения, сопровождающиеся колоссальной стрикцией, могут изменять ξ и, следовательно, критическое поведение.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Класс универсальности для сильнокоррелированных систем с $3d$ -электронами (см. таблицу) имеет средние значения критических индексов $(\beta, \gamma, \delta, \alpha, \nu) = (0.45, 1.36, 4.14, -0.25, 0.75)$. Особенность этого класса в том, что некоторые его представители не удовлетворяют скейлинговскому равенству Вайдома [$\gamma = \beta(\delta - 1)$] и гиперскейлинговскому уравнению Джозефсона [$\gamma + 2\beta = d\nu$]. Как следствие, экспериментальное δ и $\delta = 1 + \gamma/\beta$ существенно различаются и значения α , рассчитанные из скейлингового равенства Рашбука [$\alpha = 2(1 - \beta) - \gamma$] и из комбинации скейлинговских равенств Вайдома и Рашбука [$\alpha = 2 - \beta(1 + \delta)$], также различаются. Таким образом, скейлинговские равенства с изотермальным δ и с размерностью флуктуаций d нарушаются. Это случается из-за того, что магнитное поле прямо изменяет коллективное поведение, так как может более сильно упорядочивать соответствующие сильнокоррелированные электронные $3d$ -системы, при этом δ существенно изменяется. Тогда необходимо допустить, что магнитное поле, управляя коллективным поведением, преобразует δ в δ' , чтобы сделать равенством скейлинговское соотношение Вайдома между изомагнитными (β, γ) и изотермическими (δ) критическими индексами, и d в d' , чтобы уравнивать гиперскейлинговское неравенство Джозефсона. Подобное поведение

присуще так называемой случайной фиксированной точке (random fixed point), см. таблицу. Составы с двойным обменом, манганиты и кобальтиты, хотя и обнаруживают необычную критичность, однако следуют скейлинговским равенствам, так как их магнитное поведение через спин-орбитальное спаривание синхронизировано с кооперативным поведением кристаллической решетки — исчезновением ян-теллеровских искажений ниже T_C , приводящим к гибридизации орбиталей Mnd и Or и к перколяции e_g -электронов с сохранением спина, т.е. к двойному обмену. Замещение Mn другим элементом (например, в $\text{La}_{0.7}\text{Sr}_{0.3}\text{Mn}_{0.97}\text{Ni}_{0.03}\text{O}_3$ [69]) и/или двойное замещение редкоземельного элемента (как в $(\text{Sm}_{0.7}\text{Nd}_{0.3})_{0.52}\text{Sr}_{0.48}\text{MnO}_3$ [16]) либо разрывает цепочки Mn–O–Mn, либо вносит в них мезоскопический беспорядок. Это приводит к появлению замороженных метамагнитных кластеров или кластеров Гриффитса с магнитным диполь-дипольным взаимодействием между ними вместо двойного обмена и, следовательно, к десинхронизации магнитного и решеточного поведений, при этом уравнения Вайдома и Джозефсона нарушаются (см. таблицу).

Следует заметить, что некоторые соединения [17, 24, 26, 27], анонсируемые как свидетельства необычной критичности из-за аномального отклонения измеренных β, γ, δ от любых известных классов универсальности, по рассчитанным из скейлинговских равенств α и ν относятся к стандартным классам универсальности (см. таблицу).

Необходимо подчеркнуть, что скейлинг мог бы быть полезным при изучении взаимосвязи кооперативных решеточного и магнитного поведений в наноструктурированных, мезоскопических и метамагнитных веществах. Конечно-размерный эффект практически незаметен в $\text{Sm}_{0.55}\text{Sr}_{0.45}\text{MnO}_3$, так как размеры его гранул довольно большие (2000 нм), но существует в наноструктурированном $\text{La}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{MnO}_3$ с размерами гранул 50 нм. Это подтверждает перспективы модернизированной процедуры скейлинга в приложении к сильнокоррелированным электронным $3d$ -системам со страйпами, спиновыми и кластерными стеклами, зарядовым упорядочением, фазовым разделением.

Скейлинговские уравнения представляются более стабильными, чем критические индексы, входящие в них. Синхронизм решеточного и магнитного поведений ведет к новой критичности, однако их рассогласование из-за метамагнетизма обуславливает, вдобавок, нарушение скейлинговских равенств между изотермическими и изомагнитными индек-

сами. Магнитоструктурное разупорядочение в сильнокоррелированных электронных $3d$ -системах, — по-видимому, не только нечто, вытекающее из химических и структурных неоднородностей, но также их неотъемлемое свойство, на которое влияет магнитное поле. Магнитное поле может заставить сильнокоррелированную электронную $3d$ -систему пройти через несколько классов универсальности (см. рис. 6). Действительно, рентгеновская и нейтронная дифракция, другие структурные спецификации подтверждают высокое качество исследованных образцов и не дают основания приписывать их аномальные критические свойства химическим, либо структурным несовершенствам.

Настоящее исследование показывает, что скейлинговый анализ фазового перехода может быть полезен при анализе типа обменного интеграла, магнетоэлектрической неоднородности и структурного беспорядка в сильнокоррелированных электронных $3d$ -системах. Дальнейшие исследования в этом направлении необходимы для тщательного анализа влияния кооперативных явлений [26, 27], спин-орбитального взаимодействия, метамагнитной неоднородности на критические индексы. Обнаружение моттовских, ян-теллеровских и сегнетоэлектрических переходов в таких системах дает сложную картину их взаимодействия с магнитным порядком, в которой возникают трикритические точки, гистерезис и сильная чувствительность T_C к магнитному полю. Поэтому наши результаты, хотя и получены при исследовании всего двух образцов, важны в широком смысле.

Благодарности. Мы благодарны Н. Г. Дешпанде (N. G. Deshpande) за полезные обсуждения.

Финансирование. Работа частично поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации (госконтракт 0203-2016-0009.)

ЛИТЕРАТУРА

1. W. H. Zurek, *Nature* **317**, 505 (1985).
2. S. M. Griffin, M. Lilienblum, K. Delaney, Y. Kumagai, M. Fiebig, and N. A. Spaldin, arXiv:1204.3785v1 [cond-mat.mtrl-sci], 1–8 (2012).
3. F. R. Klinkhamer and G. E. Volovik, *Письма в ЖЭТФ* **105**, 62 (2017).
4. S. Eckel, A. Kumar, T. Jacobson, I. B. Spielman, and G. K. Campbell, *Phys. Rev. X* **8**, 021021 (2018).
5. Ш. Б. Абдулвагидов, А. М. Алиев, А. Г. Гамзатов, В. И. Нижанковский, Х. Мёдге, О. Ю. Горбенко, *Письма в ЖЭТФ* **84**, 33 (2006).
6. Ш. Б. Абдулвагидов, И. К. Камилов, А. М. Алиев, А. Б. Батдалов, *ЖЭТФ* **123**, 857 (2003).
7. S. H. Park, Y. H. Jeong, K. B. Lee, and S. J. Kwon, *Phys. Rev. B* **56**, 67 (1997).
8. P. Lin, S. H. Chun, M. B. Salamon, Y. Tomioka, and Y. Tokura, *J. Appl. Phys.* **87**, 5825 (2000).
9. M. B. Salamon and M. Jaime, *Rev. Mod. Phys.* **73**, 583 (2001).
10. D. S. Simons and M. B. Salamon, *Phys. Rev. B* **10**, 4680 (1974).
11. M. B. Salamon, S. E. Inderhees, J. P. Rice, B. G. Pazol, D. M. Ginsberg, and N. Goldenfeld, *Phys. Rev. B* **38**, 885 (1988).
12. T. Park and M. B. Salamon, *Phys. Rev. B* **69**, 054505 (2004).
13. O. Boxberg and K. Westerholt, *Phys. Rev. B* **50**, 9331 (1994).
14. W. J. Jiang, X. Z. Zhou, G. Williams, Y. Mukovskii, and K. Glazyrin, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 177203 (2007).
15. J. S. Zhou, K. Matsubayashi, Y. Uwatoko, C. Q. Jin, J. G. Cheng, J. B. Goodenough, Q. Q. Liu, and T. Katsura, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 077206 (2008).
16. P. Sarkar, S. Arumugam, P. Mandal, A. Murugeswari, R. Thiyagarajan, S. Esaki Muthu, D. M. Radheep, Ch. Ganguli, K. Matsubayashi, and Y. Uwatoko, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 057205 (2009).
17. A. Omerzu, M. Tokumoto, B. Tadic, and D. Mihailovic, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 177205 (2001).
18. J. Lago, M. J. Rosseinsky, S. J. Blundell, P. D. Battle, M. Diaz, I. Uriarte, and T. Rojo, *Phys. Rev. B* **83**, 104404 (2011).
19. A. B. Harris, *J. Phys. C* **7**, 1671 (1974).
20. A. Weinrib and B. I. Halperin, *Phys. Rev. B* **27**, 413 (1983).
21. J. Lin, P. Tong, D. Cui, Ch. Yang, J. Yang, Sh. Lin, B. Wang, W. Tong, L. Zhang, Y. Zou, and Y. Sun, *Sci. Rep.* **5**, 7933 (2015).
22. D. Ginting, D. Nanto, Y. R. Denny, K. Tarigan, S. Hadi, M. Ihsan, and J.-S. Rhyee, *J. Magn. Magn. Mater.* **395**, 41 (2015).
23. A. Oleaga, A. Salazar, D. Prabhakaran, J.-G. Cheng, and J. S. Zhou, *Phys. Rev. B* **85**, 184425 (2012).

24. T. Kida, A. Senda, S. Yoshii, M. Hagiwara, T. Takeuchi, T. Nakano, and I. Terasak, *Europhys. Lett.* **84**, 27004 (2008).
25. N. Tateiwa, Y. Haga, T. D. Matsuda, E. Yamamoto, and Z. Fisk, *Phys. Rev. B* **89**, 064420 (2014).
26. P. Limelette, A. Georges, D. Jerome, P. Wzietek, P. Metcalf, and J. M. Honig, *Science* **302**, 89 (2003).
27. F. Kagawa, K. Miyagawa, and K. Kanoda, *Nature* **436**, 03806 (2005).
28. P. W. Anderson and H. Hasegawa, *Phys. Rev.* **100**, 675 (1955).
29. A. V. Lazuta, V. A. Ryzhov, A. I. Kurbakov, V. A. Trounov, I. I. Larionov, O. Gorbenko, and A. Kaul, *J. Magn. Magn. Mater.* **258–259**, 315 (2003).
30. A. I. Kurbakov, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 967 (2010).
31. Ш. Б. Абдулвагидов, Г. М. Шахшаев, И. К. Камиллов, ПТЭ №5, 134 (1996).
32. P. Sullivan and G. Seidel, *Phys. Rev.* **173**, 679 (1968).
33. F. Vazquez, J. A. Bonachela, C. López, and M. A. Munoz, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 235702 (2011).
34. E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, and R. A. Buhrman, *Science* **285**, 867 (1999).
35. L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, and S. Parkin, *Science* **315**, 5818 (2007).
36. J. Stein et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 177201 (2017).
37. S. Choi et al., *Phys. Rev. Lett.* **119**, 227001 (2017).
38. В. Л. Покровский, Г. В. Уймин, ЖЭТФ **61**, 859 (1971).
39. J. Ashkin and E. Teller, *Phys. Rev.* **64**, 178 (1943).
40. Sh. B. Abdulgaidov, V. I. Nizhankovskii, and L. K. Magomedova, *Physica B* **405**, 4574 (2010).
41. Sh. B. Abdulgaidov and Sh. Z. Djabraiлов, Письма в ЖЭТФ **105**, 563 (2017).
42. O. V. Melnikov, O. Yu. Gorbenko, A. R. Kaul, A. M. Aliev, A. G. Gamzatov, Sh. B. Abdulgaidov, A. B. Batdalov, R. V. Demin, and L. I. Koroleva, *Funct. Mater.* **13**, 323 (2006).
43. O. Yu. Gorbenko, O. V. Melnikov, A. R. Kaul, A. M. Balagurov, S. N. Bushmeleva, L. I. Koroleva, and R. V. Demin, *Mater. Sci. Eng. B* **116**, 64 (2005).
44. A. I. Kurbakov, V. A. Trunov, and G. Andre, *Crystall. Rep.* **49**, 899 (2004).
45. Т. Шнайдер, Дж. М. Зингер, *Фазовые переходы и высокотемпературная сверхпроводимость: универсальные свойства купратных сверхпроводников*, Пер. с англ., Махачкала, Изд. Института физики ДНЦ РАН (2007), ISBN 978-5-94434-080-1 [T. Schneider and J. M. Muller, *Phase Transition Approach to High Temperature Superconductivity: Universal Properties of Cuprate Superconductors*, Imperial College Press, London (2000)].
46. H. Köppel, D. R. Yarkony, and H. Barentzen, *The Jahn–Teller Effect: Fundamentals and Implications for Physics and Chemistry*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2009).
47. M. Coleman and J. A. Lipa, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 286 (1995).
48. J. M. De Teresa, M. R. Ibarra, P. Algarabel, L. Morellon, B. García-Landa, C. Marquina, C. Ritter, A. Maignan, C. Martin, B. Raveau, A. Kurbakov, and V. Trounov, *Phys. Rev. B* **65**, 100403(R) (2002).
49. Sh. B. Abdulgaidov, A. M. Aliev, A. B. Batdalov, and I. K. Kamilov, *J. Magn. Magn. Mater.* **272–276**, 1738 (2004).
50. N. Khan, P. Mandal, K. Mydeen, and D. Prabhakaran, *Phys. Rev. B* **85**, 214419 (2012).
51. J. Mira, J. Rivas, M. Vazquez, J. M. García-Beneytez, J. Arcas, R. D. Sánchez, and M. A. Señarís-Rodríguez, *Phys. Rev. B* **59**, 123 (1999).
52. M. B. Salamon and S. H. Chun, *Phys. Rev. B* **68**, 014411 (2003).
53. J. Yiang, Y. P. Lee, and Y. Li, *Phys. Rev. B* **76**, 054442 (2007).
54. А. Г. Гамзатов, Ш. Б. Абдулвагидов, А. М. Алиев, А. Б. Батдалов, О. В. Мельников, О. Ю. Горбенко, Письма в ЖЭТФ **86**, 393 (2007).
55. К. И. Кугель, Д. И. Хомский, УФН **136**, 621 (1982).
56. К. И. Кугель, Д. И. Хомский, ЖЭТФ **64**, 1429 (1973).
57. W. Jiang, X. Z. Zhou, and G. Williams, Y. Mukovskii, and K. Glazyrin, *Phys. Rev. B* **77**, 064424 (2008).
58. D. S. Robinson and M. B. Salamon, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 156 (1982).
59. T. L. Phan, P. S. Tola, N. T. Dang, J. S. Rhyee, W. H. Shon, and T. A. Ho, *J. Magn. Magn. Mater.* **441**, 290 (2017).

60. M. Varma, Phys. Rev. B **12**, 2710 (1975).
61. К. И. Кугель, Д. И. Хомский, Письма в ЖЭТФ **23**, 264 (1976).
62. H. Han, L. Zhang, D. Sapkota, N. Hao, L. Ling, H. Du, L. Pi, C. Zhang, D. G. Mandrus, and Y. Zhang, Phys. Rev. B **96**, 094439 (2017).
63. S. Rößler, H. S. Nair, U. K. Rößler, C. M. N. Kumar, S. Elizabeth, and S. Wirth, Phys. Rev. B **84**, 184422 (2011).
64. Y. Yeshurun, M. B. Salamon, K. V. Rao, and H. S. Chen, Phys. Rev. Lett. **45**, 1366 (1980).
65. А. И. Абрамович, А. И. Королева, А. В. Мичурин, О. Ю. Горбенко, А. Р. Кауль, ФТТ **42**, 1451 (2000).
66. I. O. Troyanchuk, V. A. Khomchenko, M. Tovar, H. Szymczak, and K. Bärner, Phys. Rev. B **69**, 054432 (2004).
67. Y. Q. Ma, W. H. Song, R. L. Zhang, J. M. Dai, J. Yang, J. J. Du, Y. P. Sun, C. Z. Bi, Y. J. Ge, and X. G. Qiu, Phys. Rev. B **69**, 134404 (2004).
68. Y. Q. Ma, W. H. Song, J. M. Dai, R. L. Zhang, B. C. Zhao, Z. G. Sheng, W. J. Lu, J. J. Du, and Y. P. Sun, Phys. Rev. B **70**, 054413 (2004).
69. D. Ginting, D. Nanto, Y. D. Zhang, S. C. Yu, and T. L. Phan, Physica B **412**, 17 (2013).
70. H. E. Stanley, *Introduction to Phase Transition and Critical Phenomena*, Oxford University Press, London (1971).
71. N. Khan, A. Midya, K. Mydeen, P. Mandal, A. Loidl, and D. Prabhakaran, Phys. Rev. B **82**, 064422 (2010).
72. K. Yamada, Y. Ishikawa, Y. Endoh, and T. Masumoto, Sol. St. Comm. **16**, 1335 (1975).
73. J. S. Kouvel and J. B. Comly, Phys. Rev. Lett. **20**, 1237 (1968).
74. S. J. Poon and J. Durand, Phys. Rev. B **16**, 316 (1977).
75. M. N. Deschizeaux and G. Develley, J. Phys. (Paris) **32**, 319 (1971).
76. M. F. Collins, V. J. Minkiewicz, R. Nathans, L. Passell, and G. Shirane, Phys. Rev. **179**, 417 (1969).
77. J. Fan, L. Ling, B. Hong, L. Zhang, L. Pi, and Y. Zhang, Phys. Rev. B **81**, 144426 (2010).
78. K. Huang, *Statistical Mechanics*, 2nd ed., Wiley, New York (1987).
79. M. B. Salamon, S. E. Inderhees, J. P. Rice, B. G. Pazol, D. M. Ginsberg, and N. Goldenfeld, Phys. Rev. B **38**, 885 (1988).
80. E. Figueroa, L. Lundgren, O. Beckman, and S. M. Bhagat, Sol. St. Comm. **20**, 961 (1976).