

О СВЯЗИ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОВЕДЕНИЯ НАМАГНИЧЕННОСТИ СО СТРУКТУРОЙ ФАЗ

АУРИВИЛЛИУСА $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ ¹

© 2024 г. Н.А. Ломанова^{a*}, С.Г. Ястребов^{a**}

^aФизико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

^{*}e-mail: natus@mail.ioffe.ru

^{**}e-mail: yass071@gmail.com

Поступила в редакцию 29.06.2023

После доработки 29.06.2023

Принята к публикации 10.07.2023

Представлены результаты анализа температурного поведения намагниченности для соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ ($m = 4, 5.5, 7, 8, 9$). Измерения проводились в интервале температур 4.2–300 К. Показано, что для фаз с $m = 4$ и $m > 4$ соответственно простая и модифицированная логистические модели Хилла точно совпадают с экспериментальным температурным поведением их магнитных свойств. Выявлена связь между структурными особенностями фаз Ауривиллиуса и характером их профилей намагниченности. Рассмотренные модели представляются перспективными для прогнозирования свойств новых материалов на их основе при разработке перспективных магнитных сред.

Ключевые слова: слоистые перовскитоподобные оксиды, мультиферроики, перколяция, магнетрия.

DOI: 10.31857/S0044453724010042, EDN: SGXGIS

Материалы на основе фаз Ауривиллиуса $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ в настоящее время являются перспективными для применения как мультиферроики, бессвинцовые пьезоэлектрики, материалы для фотовольтаики, каталитических систем [1–9]. В настоящее время большая часть исследований фаз Ауривиллиуса мотивирована большим потенциалом этих материалов для применения в устройствах энергонезависимого хранения данных, сенсоров и многих других (см. обзор [1] и ссылки в нем). Актуальность этих исследований связана с тем, что материалов, которые проявляют мультиферроидные свойства при комнатной температуре и являются подходящими кандидатами для применения в будущих устройствах, по-прежнему крайне мало. Разработка новых материалов с устойчивым магнитным откликом при комнатной температуре является поэтому весьма актуальной задачей.

Элементарная ячейка соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ представляет собой висмут-кислородные слои $(\text{Bi}_2\text{O}_2)^{2+}$, чередующиеся с перовскитоподобными блоками $(\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3})^{2-}$ [1]. Перовскитоподобные блоки имеют от 3 до 9 слоев,

от количества которых (m) зависит характер распределения ионов Fe^{3+} в структуре. В частности, для малослойных соединений с $m < 5$ характерен упорядоченный тип этого распределения [10, 11]. Величина m является дробной, если чередуются блоки с разным числом слоев.

В структуре многослойных фаз Ауривиллиуса ($m > 7$) перовскитоподобный блок приближается по своим параметрам и составу к мультиферроику ортоферриту висмута (BiFeO_3) [1, 11], поэтому они являются материалами, обладающими магнитным порядком вблизи комнатной температуры [4, 12–14]. Предполагается, что малослойные фазы Ауривиллиуса к таким материалам не относятся [15–17].

Теоретических моделей для описания температурного поведения намагниченности материалов на основе соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ в литературе практически не представлено, за исключением четырехслойной фазы $\text{Bi}_5\text{FeTi}_3\text{O}_{15}$ ($m = 4$) [16–18]. Следует отметить, что модель намагничивания из работы [16] опирается на идеализированный случай структуры фазы Ауривиллиуса и неудовлетворительно описывает эксперимен-

¹ Материалы XV симпозиума с международным участием. Новосибирск, 3–7 июля 2023 г.

тальные данные, поскольку предсказывает значительное падение намагниченности $\text{Bi}_5\text{FeTi}_3\text{O}_{15}$ около 20 К, в то время как в экспериментах [4, 13, 15] наблюдается ее постепенное уменьшение вплоть до комнатных температур. Ранее нами предложена гипотеза, согласно которой такой характер намагничивания $\text{Bi}_5\text{FeTi}_3\text{O}_{15}$ связан со спиновым кантингом, проявляющимся вследствие эффекта Дзялошинского — Мория [18]. Моделей намагничивания соединений с $m > 4$ в литературе не представлено.

Целью работы является исследование температурной зависимости намагниченности материалов на основе фаз Ауривиллиуса $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$. Для сравнения будет предложена модель количественного описания этой зависимости для фаз с $m = 4, 5.5, 7, 8, 9$. Отметим, что изучение температурного поведения намагниченности важно для понимания процессов, происходящих в этих материалах, поскольку оно открывает возможность для управления намагниченностью до температур, превышающих комнатную.

Экспериментальная часть

Образцы соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ ($m = 4, 5.5, 7, 8$ и 9) синтезированы методом твердофазных химических реакций. Подробно технология синтеза и характеристика образцов представлены в предыдущих работах [11, 18].

Фазовый состав определялся на дифрактометре Rigaku SmartLab 3 (CuK_α -излучение). Уточнение рентгеновской дифрактограммы методом фундаментальных параметров свидетельствует о хорошем соответствии профиля линии данным эксперимента (рис. 1). Приведенная на рис. 2 зависимость параметра c ромбической элементарной ячейки от величины m показывает, что при комнатной температуре структурные параметры полученных материалов согласуются с данными, известными из литературы.

Магнитные измерения проводились на вибрационном магнитометре системы PPMS (Quantum Design) в диапазоне температур 4.2–300 К. Результат анализа температурных зависимостей удельной FC/ZFC намагниченности M , измеренных при внешнем поле $H = 500$ Ое, приведен далее.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Экспериментальные температурные зависимости намагниченности материалов на основе соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ представлены на рис. 3.

Для описания экспериментальных зависимостей намагниченности от обратной температуры $M(T^{-1})$ мы используем формализм логистических (сигмоидных) функций, которые стандартно по-

являются в результате решения логистического дифференциального уравнения первого порядка [19]. В общем случае правая часть такого уравнения неизвестна и, для определенности, требует выполнения теоретических оценок. Классическая теория протекания (перколяции) дает сходство по форме зависимости [20]. При этом в качестве функции, т.е. измеряемой величины, часто выступает проводимость материала, представляющего собой смесь зерен проводящей и непроводящей сред, а в качестве аргумента — объемная доля проводящей фазы. При малых значениях аргумента проводимость растет с его ростом, далее наступает участок насыщения и затем не меняется. Точке перегиба на зависимости соответствует так называемый порог протекания. В качестве аналога электропроводности может выступать намагниченность поликристаллического материала, который представляет собой смесь магнитных и немагнитных зерен. В работе [16] показано, что намагниченность фаз Ауривиллиуса может носить перколяционный характер в функции температуры.

Аппроксимация экспериментальных кривых намагниченности от обратной температуры $M(T^{-1})$ выполнена логистической функцией Хилла [21] (1), которую мы использовали для описания процесса взаимодействия связанных магнитных моментов друг с другом.

$$M_H = \frac{x^n}{k^n + x^n},$$

где M_H — намагниченность, $x = \frac{1}{T}$, $x = \frac{1}{T}$,

T — абсолютная температура, n — коэффициент Хилла, v — максимальное значение, достигаемое M_H с ростом x , k — константа, характеризующая обратную температуру, при которой M_H достигает половины от максимального значения.

Из рис. 3а видно, что только для фазы $\text{Bi}_5\text{FeTi}_3\text{O}_{15}$ ($m=4$) кривые FC и ZFC совпадают. При этом зависимость воспроизводит сигмоидную только при малых значениях аргумента. Для остальных материалов кривые FC близки к сигмоидным, а ход зависимости ZFC от обратной температуры совпадает с сигмоидой только при малых значениях аргумента, после чего наступает участок спада с последующим выходом на насыщение (рис. 3б–г). Исключение представляет также фаза с $m = 9$ (рис. 3г), для которой оба типа зависимостей близки к ходу логистической функции.

Для всех материалов, кроме фазы Ауривиллиуса с $m = 4$, сходство поведения намагниченности FC (а в случае фазы с $m = 9$ — и ZFC) свидетельствует в пользу перколяционной модели поведения кривой $M(T^{-1})$. При этом зависимости

проходят через порог протекания. Для четырех-слойной фазы Ауривиллиуса порог протекания не достигается. Подобное поведение можно связать с ослабляющим влиянием температуры на эффект спинового кантинга (эффект Дзялошинского — Мория). При этом насыщение не достигается. Кривые $M(T^{-1})$ остальных фаз Ауривиллиуса вы-

ходят на насыщение. Это означает, что система спинов с понижением температуры, приходя в состояние с минимальной энергией, реализует оптимальное для данной конфигурации значение намагниченности. Можно считать, что зависимости, измеренные в режимах FC и ZFC, характеризуют влияние остаточной намагниченности на проявле-

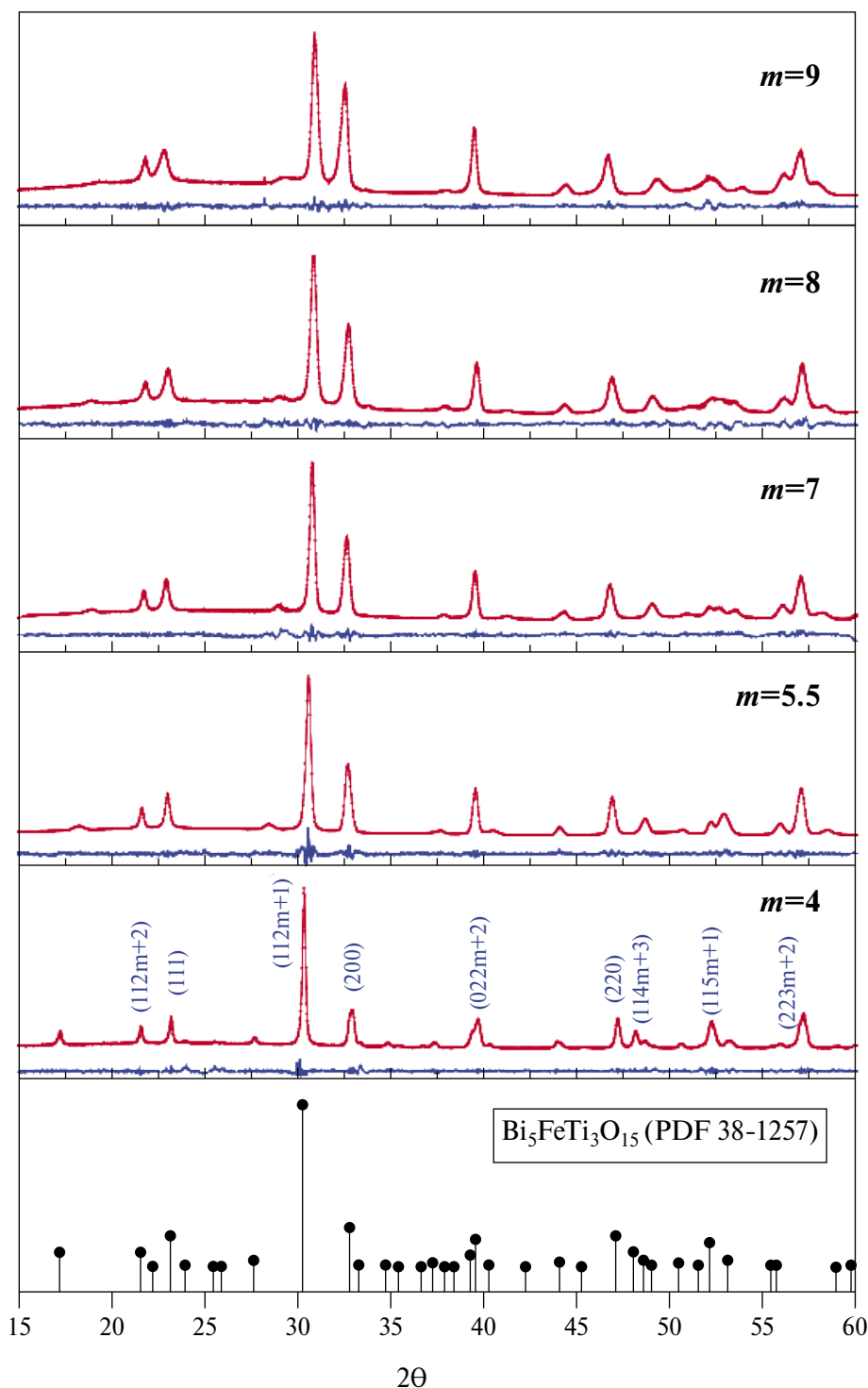


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы образцов соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ с различным m .

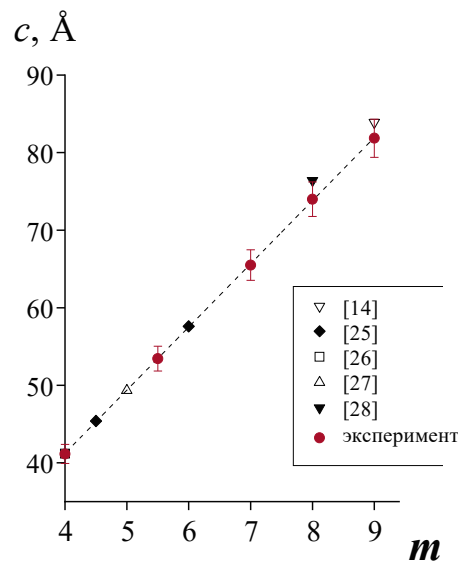


Рис. 2. Зависимость параметра элементарной ячейки c соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ от числа слоев m .

ние эффекта Дзялошинского — Мория (ДМ) в зависимости от условий эксперимента. Этот эффект зависит от m , как следует из рис. 3.

Как известно, количественно поведение магнитных моментов можно описать законом Нелея — Брауна — Аррениуса [22]. Суммарный эффект действий механизмов Аррениуса и Хилла на общее число магнитных моментов можно рассчитать по теореме вероятностей как произведение этих двух функций. Так, для аппроксимации FC/ZFC кривых $M(T^{-1})$ фаз Ауривиллиуса с $m > 4$, приведенных на рис. 3б–д, было использовано произведение $M = M_H A_c$ функции Хилла (1) на функцию Аррениуса и введение в последнюю квадратичной добавки [23], в результате чего получено выражение:

$$A_c = \left(\frac{1}{x}\right)^\mu e^{-(dEx + dE_1x^2)},$$

где $x = \frac{1}{T}$, T — температура (K), E — энергия активации (K^{-1}), E_1 — энергия кооперативного взаимодействия (K^{-1}).

По результатам авторов работы [24], нелинейность показателя в функции Аррениуса связана с динамикой движения и температурно зависимым энергетическим барьером, возникающим из-за кооперативных эффектов при низких температурах. Приведенное ниже описание температурных зависимостей намагниченности фаз Ауривиллиуса с $m > 4$ учитывает вклад кооперативного взаимодействия и поведение невзаимодействующих магнитных моментов в системе и, соответственно, описывается комбинацией выражением (3). В данном случае предполагается, что нелинейный показатель в выражении (3) отражает нелинейную динамику магнитных моментов при изменении температуры.

Как можно видеть из рис. 3, теоретические зависимости, построенные с учетом выражений (2) и (3), имеют хорошее соответствие с экспериментальными данными для всех фаз Ауривиллиуса. Параметры функций приведены в таблице 1. Некоторое расхождение экспериментальной и теоретической кривых можно объяснить незначительным отличием предложенной модели от реальной физической картины в поликристаллическом образце.

Для описания особенностей намагничивания соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ построены зависимости параметров модифицированной функции Хилла (1) от числа слоев m (рис. 4а). Зависимости коэффициента Хилла n и максимального значения намагниченности v , достигаемого величиной

Таблица 1. Параметры модифицированной функции Хилла

m	$v, \text{emu/g}$		n		$k, \text{K}^{1/n}$		m		dE, K		dE_1, K^2	
	FC	ZFC	FC	ZFC	FC	ZFC	FC	ZFC	FC	ZFC	FC	ZFC
4	-	0.409	-	0.7990	-	1.720	-	-	-	-	-	-
5.5	0.051	0.054	0.94	1.0239	0.0007	0.00025	-0.477	-0.526	1.369	1.733	-1.076	1.5795
7	0.031	0.034	4.8	4.76	0.004	0.0034	-0.247	-0.253	1.049	1.336	-0.776	-0.097
8	0.035	0.032	7.143	6.987	0.004	0.003	-0.223	-0.198	1.397	1.628	-1.287	-1.1
9	0.037	0.020	10.703	37.66	0.004	0.004	-0.312	-0.413	3.889	0.443	-9.156	3.161

M_H (см. выражение (2), таблица 1) от m , приведены на рис. 4а. В общем случае значение n характеризует резкость падения FC/ZFC намагниченности с ростом температуры, и чем меньше n , тем слабее падают кривые $M(T^{-1})$ вследствие того, что в системе больше несвязанных магнитных моментов.

Следует отметить, что зависимости $n(m)$ и $\nu(m)$ коррелируют с данными работ [10, 11, 14] о характере распределения ионов железа в структуре фаз

Ауривиллиуса. Значение n минимально для соединения $\text{Bi}_5\text{FeTi}_3\text{O}_{15}$ ($m=4$), имеющего упорядоченную локализацию ионов железа в структуре с ближним антиферромагнитным взаимодействием между ними. Величина $n < 1$ этого материала указывает на низкую кооперативность. Можно предполагать, что в поликристаллическом материале на основе $\text{Bi}_5\text{FeTi}_3\text{O}_{15}$ меньше связанных магнитных моментов, которые дают вклад в магнетизм.

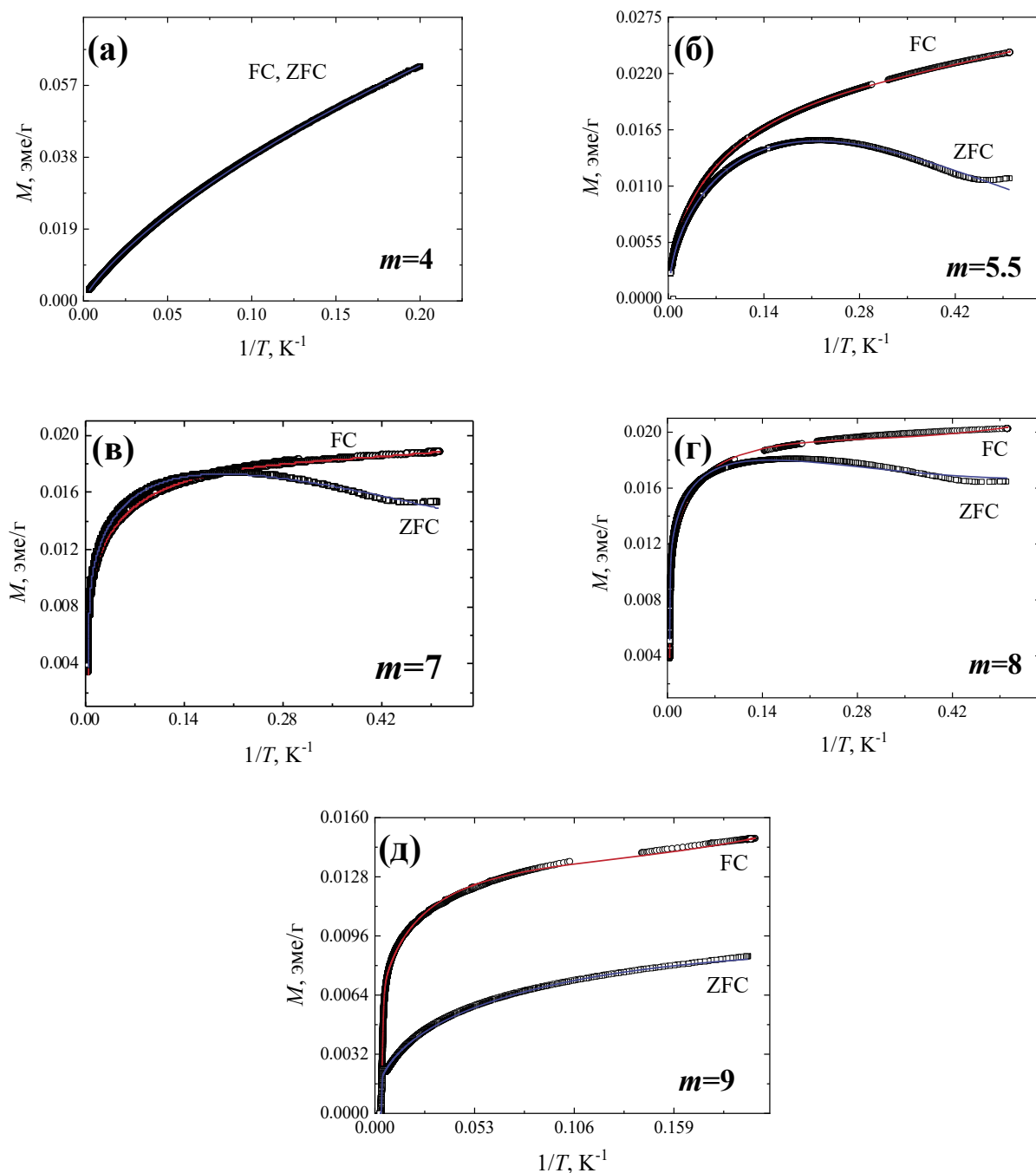


Рис. 3. Зависимости намагниченности M от обратной температуры соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ ($m = 4, 5.5, 7, 8$ и 9). Сплошные линии — аппроксимация с использованием выражений (1) и (3).

При $m > 5.5$ значение n резко возрастает. Для многослойных фаз Ауривиллиуса ($m > 5$) характерно наличие дальнего магнитного порядка [14]. Как определено в [11], распределение железа в структуре этих соединений является менее упорядоченным и при $m=9$ ионы железа статистически распределяются по структурным позициям в перовскитоподобном блоке. В соответствии с этим в магнетизме многослойных фаз Ауривиллиуса участвует большее количество связанных магнитных моментов, и оно растет с увеличением m . При этом переменнослойность структуры фаз Ауривиллиуса, по-видимому, не сказывается на характере их намагничивания, т.к. параметры модели для фазы с $m=5.5$ укладываются в общую тенденцию.

Таким образом, зависимости $n(m)$ и $v(m)$ указывают, что при $m > 5.5$ в материалах растет количество доступных для вклада в магнетизм магнитных моментов и при этом они быстрее развязываются с ростом температуры. Данная тенденция согласуется с характером распределения магнитных ионов в структуре, определенным в работе [14]. При $m=7-9$ величина $n > 1$, что свидетельствует о положительном кооперативном взаимодействии. Рост величины v при увеличении m связан с повышением вклада кооперативного взаимодействия магнитных моментов в суммарный магнитный отклик материалов.

На рис. 4б показана зависимость ZFC намагниченности (M_{RT}), измеренной при комнатной температуре, от параметров структуры соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ (объема элементарной ячейки, V). Из рисунка видно, что функция $M_{RT}(V)$ возрастает при увеличении V и достигает максимума при значениях $m = 7-8$. С дальнейшим ростом V и m график резко убывает. Как отмечалось

выше, в этой области составов изменяется характер распределения ионов Fe^{3+} в структуре фаз Ауривиллиуса, который при $m=9$ становится статистическим. Видно, что для девятислойной фазы Ауривиллиуса ($m=9$) величина M_{RT} значительно ниже значений, измеренных для остальных фаз. Поскольку с ростом m растет концентрация ионов железа в перовскитоподобных слоях, возрастает и доля ориентированных спинов, принадлежащих треугольной конфигурации катионов железа (два катиона железа принадлежат одному слою и один катион — соседнему). Как показано [16, 18], такая конфигурация спинов приводит к ослаблению суперобменного взаимодействия ионов железа в $\text{Fe}^{3+} - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+}$. Этот эффект, в свою очередь, по-видимому, приводит к уменьшению намагниченности материала с наибольшим содержанием железа, фазы Ауривиллиуса с $m=9$.

Выполненный анализ позволяет прогнозировать характер намагничивания материалов на основе фаз Ауривиллиуса при изменении температуры и условий проведения эксперимента.

Таким образом, выполнен анализ температурного поведения намагниченности материалов на основе фаз Ауривиллиуса $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ ($m=4, 5.5, 7, 8, 9$) в диапазоне 4.2–300 К. Определено, что форма кривых намагниченности от обратной температуры имеет вид логистической кривой. Для фаз с числом перовскитоподобных слоев $m = 4$ и $m > 4$ ход этих зависимостей корректно описывается простой и модифицированной моделями Хилла соответственно. При низких температурах значения намагниченности максимальны, с ростом температуры они падают, что свидетельствует о разупорядочении магнитных моментов с ростом температуры. Зависимость намагниченности, измеренной при комнатной

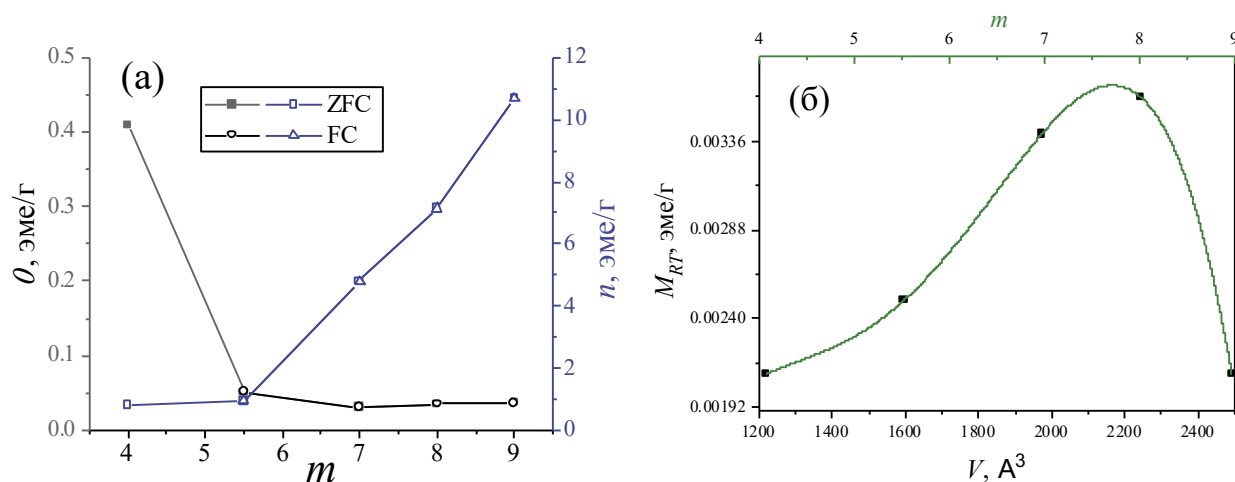


Рис. 4. Зависимости параметров n и v модифицированной функции Хилла (1) от числа слоев m (а), зависимость ZFC намагниченности M_{RT} , измеренной при комнатной температуре, от объема элементарной ячейки (V) соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ (б).

температуре, от объема элементарной ячейки соединений $\text{Bi}_{m+1}\text{Fe}_{m-3}\text{Ti}_3\text{O}_{3m+3}$ представляет собой асимметричный контур с максимумом в диапазоне $7 < m < 8$. Параметры представленных зависимостей согласуются с характером распределения катионов в структуре фаз Ауривилиуса.

Представленные результаты позволяют количественно описать изменение температурного поведения намагниченности фаз Ауривилиуса с различным числом перовскитоподобных слоев. Описанные модели могут быть использованы с целью прогнозирования магнитных свойств в материалах на основе фаз Ауривилиуса различного состава, при вариации как метода и условий синтеза, так и измерения намагниченности.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-23-00052, <https://rscf.ru/project/23-23-00052/>.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Авторы благодарят М.П. Волкова за магнетрию образцов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sun S., Yin X. // Crystals. 2021. V. 11. No 23. P. 1. <https://doi.org/10.3390/cryst11010023>
2. Keeney L., Smith R.J., Palizdar M. et al. // Adv. Electron. Mater. 2020. V. 6. No 3. P. 1901264. <https://doi.org/10.1002/aelm.201901264>
3. Ломанова Н.А. // Журн. неорган. химии. 2022. Т. 67. № 6. С. 1–14. [Lomanova N.A. // Russ. J. Inorg. Chem. 2022. V. 67. № 6. P. 741–753. <https://doi.org/10.1134/S0036023622060146>]
4. Sun Sh., Liu Ch., Wang G. et al. // J. Am. Ceram. Soc. 2016. V. 99. No 9. P. 3033–3038. <https://doi.org/10.1111/jace.14312>
5. Del Carmen Rodríguez Aranda Ma., G. Rodríguez-Vázquez Á., Salazar-Kuri U. et al. // J. Appl. Phys. 2018. V. 123. 084101. <https://doi.org/10.1063/1.5019291>
6. Veenachary V., Ramana E.V., Babu S.N. et al. // Crystals. 2023. V. 13. No 3. P. 426. <https://doi.org/10.3390/cryst13030426>
7. Subramani S. // Coord. Chem. Rev. 2023. V. 479. 215010. <https://doi.org/10.1016/j.ccr.2022.215010>
8. Čontala A., Daneu N., Gupta S. // Nanoscale Adv. 2023. V. 5. P. 3005–3017. <https://doi.org/10.1039/D2NA00741J>
9. Abreu Y.G., Barranco A.P., Faloh-Gandarill J. et al. // J. Alloys Compd. 2023. V. 947. No 1. 169538. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2023.169538>
10. Giddings A.T., Stennett M.C., Reid D.P. et al. // J. Solid State Chem. 2011. V. 184. P. 252–263. <https://doi.org/10.1016/j.jssc.2010.09.031>
11. Lomanova N.A., Semenov V.G., Panchuk V.V. et al. // J. Alloys Compd. 2012. V. 528. P. 103–108. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2012.03.040>
12. Jartych E., Pikula T., Mazurek M. et al. // J. Magn. Magn. Mater. 2013. V. 342. P. 27–34. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2013.04.046>
13. Lomanova N.A., Pleshakov I.V., Volkov M.P., Gusarov V.V. // Mater. Sci. Eng., B: Adv. Funct. Solid-State Mater. 2016. V. 214. P. 51. <https://doi.org/10.1016/j.mseb.2016.08.001>
14. Huang Y., Wang G., Sun Sh. et al. // Sci. Rep. 2015. No 5. Art. 15261. <https://doi.org/10.1038/srep15261>
15. Pikula T., Dzik J., Guzdek P. et al. // Ceram. Int. 2017. V. 43. No 14. P. 11442–11449. <https://doi.org/10.1016/j.ceramint.2017.06.008>
16. Birenbaum A.Y., Ederer C. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. P. 214109. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.21410>
17. Birenbaum A.Y., Scaramucci A., Ederer C. // Phys. Rev. B. 2017. V. 95. No 10. P. 104419. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.95.104419>
18. Ястребов С.Г., Ломанова Н.А. // Физика твердого тела. 2022. Т. 64. No 2. С. 207–211. [Yastrebov S.G., Lomanova N.A. // Phys. Solid State. 2022. V. 64. No 2. P. 201–205. <https://doi.org/10.21883/PSS.2022.02.52968.228>]
19. Дроздюк А. Логистическая кривая. Торонто: Choven, 2019. 270 с.
20. Brauer F., Castillo-Chavez C. Mathematical Models in Population Biology and Epidemiology. Springer: New York. 2012.
21. Focke W.W., van der Westhuizen I., Musee N. et al. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 2234. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-02474-w>
22. Stier M., Neumann A., Philippi-Kobs A. et al. // J. Magn. Magnet. Mater. 2018. V. 447. P. 96–100. <https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2017.09.068>
23. Silvius J.R., McElhaney R.N. // J. Theor. Biol. 1981. V. 7. No 88(1). P. 135–152. [https://doi.org/10.1016/0022-5193\(81\)90332-5](https://doi.org/10.1016/0022-5193(81)90332-5)
24. Lemes N.H.T., Simpaio V.A., dos Santos J.P.C. // Arxiv. 2016 <https://doi.org/10.48550/arXiv.1603.06768>
25. Морозов М.И., Гусаров В.В. // Неорган. матер. 2002. Т. 38. № 7. С. 867–874 (Morozov M.I., Gusarov V.V. // Inorg. Mater. 2002. V. 38. No 7. P. 723. <https://doi.org/10.1023/A:1016252727831>)
26. Zheng Y., Wu X., Zhang Y. et al. // Acta Cryst. 2020. C. 76. P. 454–457. <https://doi.org/10.1107/S2053229620005045>
27. García-Guaderrama M., Fuentes-Cobas L., Montero-Cabrera M.E. et al. // Integr. Ferroelectrics. 2005. V. 71. No 1. P. 233–239. <https://doi.org/10.1080/10584580590965401>
28. Patri S.K., Choudhary R.N.P., Samantaray B.K. // J. Alloys Compd. 2008. V. 459. P. 333–337. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2007.04.240>