

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ
ДАГЕСТАНСКИЙ ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР РАН
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ИМ. Х.И. АМИРХАНОВА ДФИЦ РАН
ДАГЕСТАНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ЧЕЛЯБИНСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

СБОРНИК ТРУДОВ

XV международного семинара,
посвященного 300-летию Российской академии наук



12 сентября 2023 г.

Махачкала

МАГНИТНЫЕ ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ

**Сборник трудов XIV международного семинара
12 сентября 2023 г., Махачкала**

В настоящий сборник включены материалы, представленные на IX международный семинар "Магнитные фазовые переходы".

Семинар проводится Институтом физики Дагестанского федерального исследовательского центра Российской академии наук, Дагестанским государственным университетом, Челябинским государственным университетом.

Материалы воспроизведены с авторских оригиналов, в связи с чем Оргкомитет конференции не несет ответственности за допущенные опечатки и стилистические погрешности.

© Институт физики Дагестанского ФИЦ РАН, 2023.

УДК 537.61

ББК 22.334

M12

ISBN 978-5-00212-315-5

DOI: 10.33580/9785002123155

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

- Председатель:** Хизриев К.Ш., Махачкала, Россия
- Зам. председателя:** Арсланов Т.Р., Махачкала, Россия
Соколовский В.В., Челябинск, Россия
- Секретарь:** Курбанова Д.Р., Махачкала, Россия

Члены оргкомитета

- чл.-корр. РАН Борисов А.Б., Екатеринбург, Россия
чл.-корр. Смирнов А.И., Москва, Россия
Алиев А.М., Махачкала, Россия
Аплеснин С.С., Красноярск, Россия
Батдалов А.Б., Махачкала, Россия
Грановский А.Б., Москва, Россия
Екомасов Е.Г., Уфа, Россия
Кассан-Оглы Ф.А., Екатеринбург, Россия
Котов Л.Н., Сыктывкар, Россия
Мокшин А.В., Казань, Россия
Перов С.Н., Москва, Россия
Прудников В.В., Омск, Россия
Прошин Ю.Н., Казань, Россия
Соколов А.И., С.-Петербург, Россия
Таскаев С.В., Челябинск, Россия

ЛОКАЛЬНЫЙ И ПРОГРАММНЫЙ ОРГКОМИТЕТ

- | | |
|-----------------------------------|-------------------|
| Хизриев К.Ш. – председатель | Ибаев Ж.Г. |
| Гамзатов А.Г. – зам. председателя | Магомедов М.А. |
| Абакарова Н.С. – секретарь | Муртазаев К.Ш. |
| Атаева Г.Я. | Мутайламов В.А. |
| Бабаев А.Б. | Прудников П.В. |
| Бадиев М.К. | Рамазанов М.-Ш.К. |

Содержание

Секция А2. Магнитные фазовые переходы.....	5
Авторский список.....	64

Секция А2

Магнитные фазовые переходы

Влияние температуры на динамические и статические свойства негейзенберговских ферромагнетиков

Ярыгина Е.А., Козачек В.В., Космачев О.А., Фридман Ю.А.
 Крымский федеральный университет им.В.И.Вернадского, Симферополь, Россия
 e-mail: yurifridman@gmail.com

Одна из наиболее актуальных задач физики конденсированного состояния – поиск новых фазовых состояний магнитоупорядоченных систем. Стандартное магнитное упорядочение характеризуется векторным параметром порядка (средним значением спина $\langle \mathbf{S}_n \rangle$ на узле), инвариантным относительно обращения времени. Однако, кроме стандартного магнитного порядка существуют системы, в которых магнитное упорядочение является более сложным, чем стандартное. К такому упорядочению относится нематическое. Для магнетиков со спином магнитного иона $S \geq 1$ нематический порядок обусловлен учетом высших спиновых инвариантов вида $(\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'})^{2S}$ (S -величина спина) в обменном гамильтониане. В магнетике с $S=1$ учет большого биквадратичного обменного взаимодействия вида $K (\mathbf{S}_n \mathbf{S}_{n'})^2$ приводит к реализации состояния спинового нематика. Спиновый нематик характеризуется спонтанным нарушением вращательной симметрии, которое связано со спиновыми квадрупольными параметрами $Q_{\alpha\beta} = \langle S^\alpha S^\beta + S^\beta S^\alpha \rangle$, $\alpha, \beta = x, y, z$.

Большинство исследований спиновых нематиков ограничивалось изотропной моделью при $T=0$ [1,2]. Представляет интерес учесть влияние как одноионной анизотропии так и температуры на возможность реализации нематических состояний и на их динамические свойства.

В качестве модели рассмотрим анизотропный негейзенберговский ферромагнетик, в котором учитывается как билинейное, так биквадратичное обменные взаимодействия, а также одноионная анизотропия типа «легкая ось». Спин магнитного иона $S=1$. Гамильтониан такой модели можно представить

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} \left[J(n-n') (\mathbf{S}_n \cdot \mathbf{S}_{n'}) + K(n-n') (\mathbf{S}_{n_1} \cdot \mathbf{S}_{n_2})^2 \right] - \frac{\beta}{2} \sum_n (S_n^z)^2, \quad (1)$$

где \mathbf{S}_n – спиновый оператор в n -ом узле; $J > 0$, $K > 0$ – константы билинейного и биквадратичного обменных взаимодействий, соответственно; $\beta > 0$ – константа одноионной анизотропии типа «легкая ось».

В негейзенберговском ферромагнетике с $S=1$ возможна реализация двух фазовых состояний: ферромагнитная фаза при преобладающем билинейном обменном взаимодействии ($J > K$), а в противоположном случае ($J < K$) – нематическая фаза.

В приближении среднего поля параметры порядка исследуемой системы имеют вид:

$$\langle S^z \rangle = \cos 2\theta \frac{\exp\left(\frac{-E_1}{T}\right) - \exp\left(\frac{-E_{-1}}{T}\right)}{Z}, \quad (2)$$

$$q_2^0 = 3 \frac{\exp\left(\frac{-E_1}{T}\right) + \exp\left(\frac{-E_{-1}}{T}\right)}{Z} - 2, \quad (3)$$

$$q_2^2 = \sin 2\theta \frac{\exp\left(\frac{-E_1}{T}\right) - \exp\left(\frac{-E_{-1}}{T}\right)}{Z}, \quad (4)$$

где $Z = \sum_{M=-1,0,1} \exp\left(\frac{E_M}{T}\right) = \exp\left(\frac{-E_1}{T}\right) + \exp\left(\frac{-E_0}{T}\right) + \exp\left(\frac{-E_{-1}}{T}\right)$ - стат. сумма; E_M - энергетические уровни магнитного иона; $q_2^0 = 3\langle (S^z)^2 \rangle - S(S+1)$, $q_2^2 = \langle (S^x)^2 \rangle - \langle (S^y)^2 \rangle$ - компоненты тензора квадрупольных моментов; θ - параметр u-v преобразования, такой что $\theta = 0$ в FM фазе и $\theta = \pi/4$ в SN. Численное решение системы уравнений (2) - (4) позволяет определить влияние тепловых флуктуаций на поведение параметров порядка системы в FM и SN фазах.

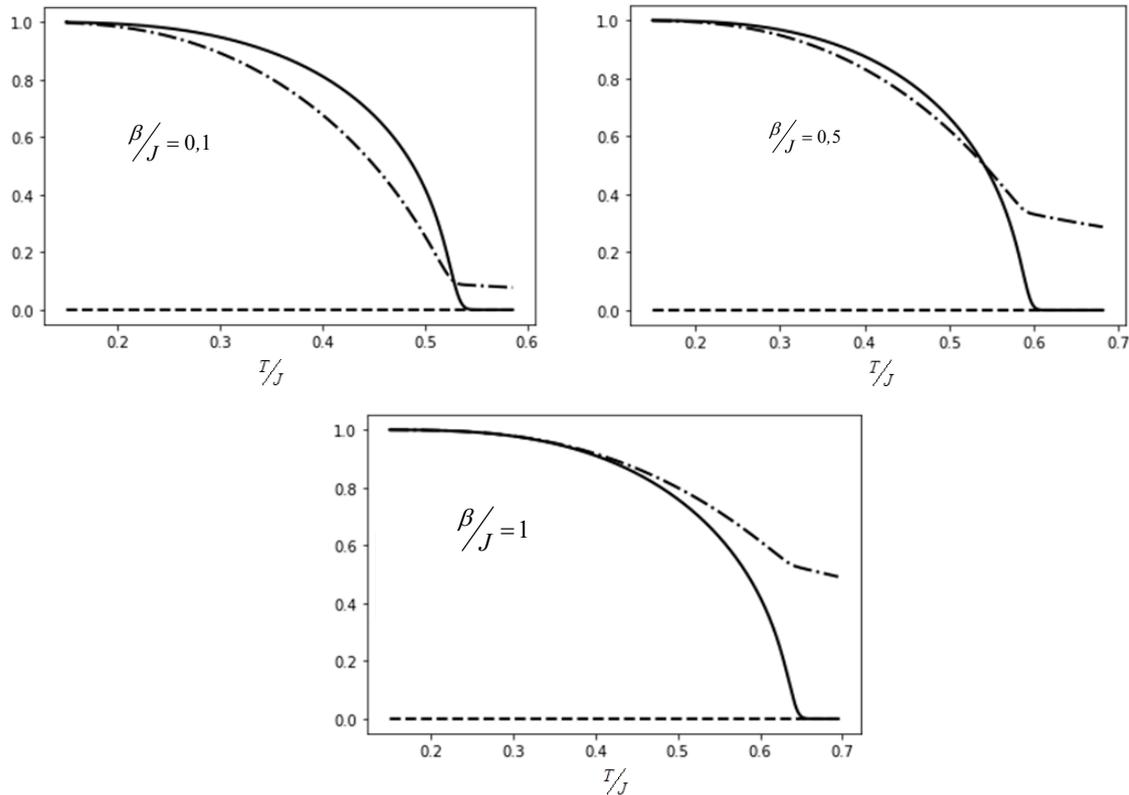


Рисунок 1. Графики зависимости параметров порядка от температуры в FM фазе. Сплошной линии соответствует $\langle S^z \rangle$, штрих-пунктирной линии $-q_2^0$, а пунктирной линии $-q_2^2$

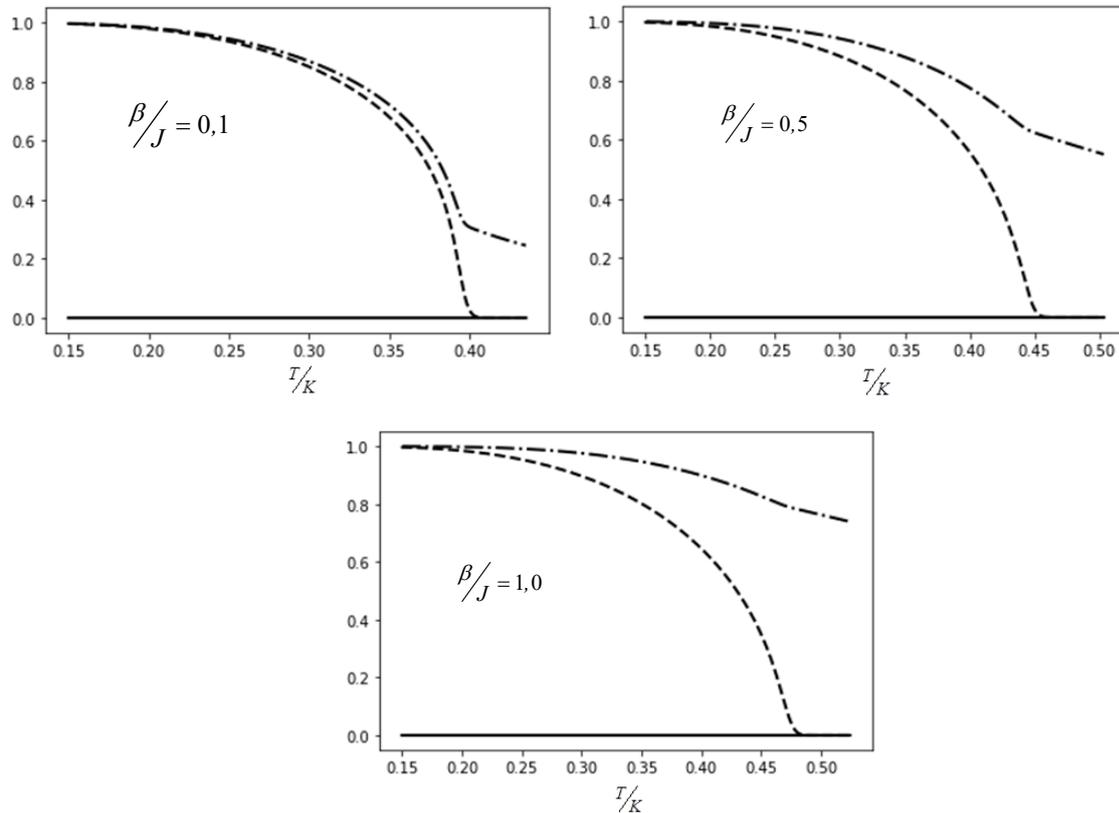


Рисунок 2. Графики зависимости параметров порядка от температуры в SN фазе. Сплошной линии соответствует $\langle S^z \rangle$, штрих-пунктирной линии $-q_2^0$, а пунктирной линии – тензорный параметр порядка q_2^2 .

Численный анализ как векторных, так и тензорных параметров порядка в ферромагнитной и нематической фазах позволяет определить температуру перехода ферромагнитная – парамагнитная фаза, и температуру перехода нематическая фаза – парамагнитная. При этом, нематическое состояние сохраняется при достаточно высоких температурах. Кроме того, температурная зависимость компоненты тензора квадрупольных моментов q_2^0 (см. из рис.1 и 2) свидетельствует, что при $T > T_Q$, вращательная симметрия тензора $S_{\alpha\beta}$ нарушается, что связано с наличием одноионной анизотропии типа «легкая ось». Необходимо отметить, что температура перехода «ферромагнетик – парамагнетик», и «нематик – парамагнетик» существенно растут с ростом константы одноионной анизотропии типа «легкая ось» (см. рис 1, 2, что ожидаемо, поскольку большая легкоосная анизотропия препятствует разрушению магнитного порядка тепловыми флуктуациями. Также, в приближении среднего поля нами проведена аналитическая оценка температуры перехода в более симметричную фазу как из FM-, так и SN- фаз. Эти оценки показывают, что температуры переходов существенно зависят от тензорных параметров порядка и биквадратичного обменного взаимодействия, хотя функционально

напоминают стандартное выражение для температуры Кюри. Интерес представляет температурная зависимость спектров элементарных возбуждений системы. В отличие от случая $T = 0$, в рассматриваемом случае возникает дополнительная ветвь возбуждений, связанная с переходом магнитного иона из возбужденного состояния (E_0) в наиболее возбужденное состояние (E_{-1}), причем, эта ветвь не является релаксационной. Таким образом, при температурах ниже критической, реализуются три ветви элементарных возбуждений: две из которых являются «поперечными», и связаны с прецессионным движением квадрупольного эллипсоида, а одна – «поперечной», связанной с изменением длины вектора магнитного момента. Поведение спектров возбуждений в FM- и SN-фазах принципиально различны. Так, в FM-фазе «поперечные» ветви возбуждений, при малых значениях константы легкоосной анизотропии, и достаточно низких температурах, являются «гибридизованными». С ростом константы анизотропии «поперечные» ветви начинают расталкиваться, а с ростом температуры расталкивание усиливается, и при больших значениях анизотропии «поперечная» ветвь, становится бездисперсионной. В SN-фазе «поперечные» ветви элементарных возбуждений не «гибридизованы», что связано с равенством нулю среднего значения магнитного момента. Анализ плотности свободной энергии и спектров «продольных» возбуждений в FM- и в SN-фазах позволяет построить фазовую диаграмму исследуемой системы при произвольных температурах и произвольных значениях анизотропии. Как показали эти исследования, линия фазового перехода FM – SN фаза определяется соотношением $J_0 = K_0$, и не зависит ни от температуры, ни от величины константы анизотропии. Этот результат в точности совпадает с линией фазового перехода исследуемой системы при $T = 0$. Кроме того, фазовый переход в рассматриваемом случае является вырожденным фазовым переходом первого рода, также как и при $T = 0$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Научного Фонда (грант №23-22-00054)

- [1] Yu.A. Fridman, O.A. Kosmachev, and Ph.N. Klevets, JMMM **325**, 125 (2013).
- [2] E.A. Yarygina, Ya.Yu. Matyunina, Ph.N. Klevets, Yu.A. Fridman, JMMM, **512**, 167043 (2020)

Минимальная модель для китаевского материала $\text{BaCo}_2(\text{AsO}_4)_2$

Максимов П.А.¹, Ушаков А.В.², Пчелкина З.В.^{2,3}, Ли Й.⁴, Уинтер С.М.⁵,
Стрельцов С.В.^{2,3}

¹ Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия
e-mail: maksimov@theor.jinr.ru

² Институт физики металлов имени М.Н. Михеева УрО РАН, Екатеринбург, Россия

³ Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия

⁴ Department of Applied Physics and MOE Key Laboratory for Nonequilibrium Synthesis and Modulation of Condensed Matter, School of Physics, Xi'an Jiaotong University, Xi'an, China

⁵ Department of Physics and Center for Functional Materials, Wake Forest University, NC 27109, USA

Используя два ab initio подхода, мы анализируем электронную структуру и извлекаем эффективные обменные спиновые модели для $\text{BaCo}_2(\text{AsO}_4)_2$, гипотетического кандидата для модели Китаева [1,2]. Оба метода показывают, что доминирующие прямые перескоки не приводят к сильным китаевским взаимодействиям, что затрудняет стабилизацию спиновой жидкости. В результате, мы представляем простую обменную модель с тремя параметрами для описания взаимодействий нижнего дублета на решетке “пчелиные соты” в $\text{BaCo}_2(\text{AsO}_4)_2$. Примечательно, что для стабилизации экзотического состояния “двойной зигзаг” необходимы как изотропные, так и анизотропные взаимодействия третьих соседей. Эта модель подтверждается наблюдающимся в ab initio неожиданно большим перескоком третьих соседей.

[1] A. Kitaev, Annals of Physics **321**, 2 (2006), January Special Issue.

[2] H. Liu, J. Chaloupka and G. Khaliullin, Phys. Rev. Lett. **125**, 047201 (2020).

Поведение 0° доменных границ в магнитном поле в одноосных пленках с флексомагнитоэлектрическим эффектом

Вахитов Р.М., Низямова А.Р., Солонецкий Р.В.

Уфимский университет науки и технологий, 450076, г. Уфа, Россия

e-mail: vakhitovrm@yahoo.com

В настоящее время одним из перспективных направлений в развитии элементной базы различных устройств спинтроники считается исследование магнитоэлектрических материалов [1,2]. Они характеризуются двумя и более параметрами порядка и обладают рядом интересных и необычных свойств. В частности, к ним относится и обнаруженное в пленках ферритов-гранатов при комнатных температурах явление смещения доменных границ (ДГ) под действием неоднородного электрического поля [2]. Долгое время природа данного эффекта оставалась достаточно дискуссионной; для его объяснения были предложены два механизма: флексомагнитоэлектрический и механизм смещения однотипных ионов относительно положений равновесия под действием неоднородного электрического поля [3]. Они оба на качественном уровне достаточно хорошо объясняют экспериментальные данные. Однако после исследований, приведенных в [4,5], стало очевидным, что флексомагнитоэлектрический механизм является доминирующим в наблюдаемом эффекте.

Теоретический анализ микромагнитных структур возможных в тонких пленках показал, что в них наряду 180° ДГ могут существовать как устойчивые образования, еще два типа 0° -ДГ: первый тип имеет квазиблоховское распределение намагниченности [6], а второй - неелевскую структуру [7]. Они характеризуются нетривиальными свойствами, но пока мало изучены, а экспериментально не были обнаружены [8]. Последнее объясняется тем, что первый тип 0° ДГ может зародиться только при больших значениях электрического поля, значительно превышающих их характерные величины, при которых ФМЭ эффект может проявиться [2,6]. В тоже время, согласно исследованиям [5,9], на многие аспекты проявления ФМЭ эффекта в магнитных пленках (в том числе на возможность его усиления или ослабления) существенно сказывается действие на них внешнего магнитного поля. Поэтому представляет интерес изучение влияния зеemanовского взаимодействия на условия зарождения, структуру и поляризацию 0° ДГ в рассматриваемых пленках. В энергии такого магнетика E учитываются вклады от обменного взаимодействия (характеризуемого параметром A), одноосной анизотропии (K_u), размагничивающих полей в винтеровском приближении [6], а также

зеемановского (ε_n) и неоднородного магнитоэлектрического взаимодействий (ε_{int}). Последние два вклада имеют вид [5]

$$\varepsilon_n = -M_S \mathbf{m} \mathbf{H}, \quad \varepsilon_{int} = M_S^2 \mathcal{E} [b_1 \mathbf{m} \operatorname{div} \mathbf{m} + b_2 [\mathbf{m} \times \operatorname{rot} \mathbf{m}]],$$

где M_S -намагниченность насыщения, \mathbf{H} – внешнее магнитное поле, b_1, b_2 -магнитоэлектрические постоянные, \mathbf{m} – единичный вектор намагниченности, \mathcal{E} – электрическое поле ($\mathcal{E} \parallel Oz$).

Численный анализ уравнений Эйлера-Лагранжа, соответствующих энергии E , показывает, что в отсутствии магнитного поля их решениями являются, в том числе 0° ДГ с квазиблоховской структурой и 0° ДГ неелевского типа [3]. Кроме того выявлено, что возможность существования 0° ДГ первого типа носит пороговый характер, т.к. он возникает при значении электрического поля, превышающего некоторое критическое ε_n : $\mathcal{E} > \varepsilon_n$, а второй тип может зародиться только в неоднородном электрическом поле ($\mathcal{E} > 0$). Расчеты показывают, что в обоих случаях в окрестности ДГ индуцируются связанные заряды (поляризация), однако в первом случае их интегральная величина N (суммарный заряд стенки) отлична от нуля, а во втором случае – равна нулю ($N=0$), т.к. в такой 0° ДГ имеет место взаимная экранировка зарядов.

Влияние внешнего магнитного поля на структуру обоих типов 0° ДГ, изучалось при трех его взаимно перпендикулярных направлениях: $\mathbf{H} \parallel Ox$, $\mathbf{H} \parallel Oy$, $\mathbf{H} \parallel Oz$. Из расчетов следует, что в случае 0° ДГ квазиблоховского типа эффект увеличения интегральной поляризации (т.е. усиления ФМЭ эффекта) можно достичь в слабых магнитных полях, направленных вдоль Oz . Однако при этом электрическое поле должно быть не малым $\lambda > 1,5$, где $\lambda = \mathcal{E}/\varepsilon_0$, ε_0 - характерное поле [4]). Следует отметить, что меняя ориентацию магнитного поля на противоположную, можно изменить характер проявления флексомагнитоэлектрического эффекта: либо его усилить, либо ослабить. Кроме того, действием магнитного поля на 0° ДГ квазиблоховского типа можно изменить критическое поле зарождения λ_n , в ту или иную сторону и, в частности, достичь того, чтобы отсутствовал порог её зарождения и тем самым добиться возможности экспериментального наблюдения данного типа 0° ДГ.

Если внешнее магнитное поле направлено вдоль $\mathbf{H} \parallel Ox$ и действует на 0° ДГ неелевского типа, то тогда (и только в этом случае) может возникнуть флексомагнитоэлектрический эффект, достаточный для его наблюдения в экспериментальных условиях. Однако такое можно достичь лишь в больших электрических ($\lambda \sim 1,5-2$) и магнитных ($h \sim 1-1,5$, $h = M_S H / 2K_u$) полях. Механизм возникновения ненулевой интегральной поляризации в данном случае достаточно сложный, т.к. в него вносят вклады парциальных частей НМЭВ, содержащих как $\operatorname{div} \mathbf{m}$, так и $\operatorname{rot} \mathbf{m}$. Очевидно, на первую часть НМЭВ влияет трансформации в структуре неелевской 0° ДГ, вызванные действием плоскостного магнитного поля

(точнее, изменения в зависимости $\varphi = \varphi(\xi)$), а на вторую часть – отклонения магнитных моментов от плоскости yOz под действием приложенного поля, что обуславливает появление зависимости $\theta = \theta(\xi)$.

Работа выполнена при финансовой поддержке Государственного задания на выполнение научных исследований лабораториями (Приказ МН-8/1356 от 20.09.2021)

- [1] А.П. Пятаков, А.К. Звездин, УФН, **182**, (2012)
- [2] А.С. Логгинов и др., Письма в ЖЭТФ, **86**, (2007)
- [3] Кабыченков А.Ф., Лисовский Ф.В., Письма в ЖЭТФ, **9**, 5, (2013)
- [4] Veshchunov I. S., Mironov S. V., Magrini W., Stolyarov V. S., Rossolenko A.N., Skidanov V.A., Trebbia J.B., Buzdin A. I., Tamarat P., Lounis B. Phys.Rev.Lett., **115**,027601 (2015)
- [5] Вахитов Р.М., Солонецкий Р.В., Низямова А.Р. ФММ., **124**,1 (2023)
- [6] Вахитов Р.М., Гареева З.В., Солонецкий Р.В., Мажитова Ф.А. ФТТ., **61**, 6 (2019)
- [7] Maksutova F.A., Pyatakov A.P., Vakhitov R.M., Solonetskiy R.V. EPL., **129**,27004 (2020)
- [8] Д.П. Куликова, А.П. Пятаков, Е.П. Николаева, А.С. Сергеев, Т.Б. Косых, З.А. Пятакова, А.В. Николаев, А.К. Звездин. Письма в ЖЭТФ, **104**, (2016)
- [9] Пятаков А.П., Сергеев А.С., Николаева Е.П., Косых Т.Б., Николаев А.В., Звездин А.К. УФН, **185**, 10 (2015)

Температурные зависимости параметров магнитных и упругих колебаний в ферритовой пластине в области спиновой переориентации при разных магнитных полях

Котов Л.Н., Ласёк М.П.

Сыктывкарский государственный университет, Сыктывкар, Россия

e-mail: kotovln@mail.ru

Исследования по нелинейной магнитоупругой динамике ферримангнитных кристаллов в области спин-переориентационных фазовых переходов (СПФП) продолжают привлекать внимание исследователей. Согласно результатам моделирования по магнитоупругой динамике магнитных кристаллов, полученных авторами работы [1,2], впервые были выявлены новые нелинейные режимы прецессии вектора намагниченности в ферритовой пластине в условиях СПФП [1,2]. Данная работа является продолжением этих исследований, и раскрывает новые особенности нелинейной магнитоупругой динамики ферритовых кристаллов в области СПФП при различных значениях внешнего постоянного магнитного поля. При расчётах параметров колебаний значения внутренних параметров ферритовой пластины соответствовали параметрам марганец-цинковой шпинели (МЦШ) нестехиометрического состава $Mn_{0.43}Zn_{0.44}Fe_{2.145}O_4$ [3].

В данной работе на основе решения уравнений магнитной и упругой динамики [1,2] вычислены амплитуды, частоты и декременты затуханий магнитных и упругих колебаний в широком интервале температур 100–400 К для пластины МЦШ состава $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$ для разных значений постоянного магнитного поля (рис.1). Кристалл МЦШ с выбранным составом при температуре $T=263$ К имеет точку инверсии знака первой константы магнитной анизотропии K_1 при отрицательной второй константе магнитной анизотропии K_2 [3]. Вблизи точки инверсии K_1 кристалл МЦШ обладает малыми значениями полей кристаллической магнитной анизотропии H_a в температурном интервале. Было обнаружено, что в интервале температур 240–280 К для амплитуд, частот и декрементов затухания магнитных колебаний пластины МЦШ наблюдаются глубокие минимумы и максимумы, соответственно (рис.1). Амплитуды, частоты колебаний в области минимумов уменьшаются более чем на шесть порядков. Эти глубокие минимумы для амплитуд и частот магнитных колебаний возникают благодаря наличию максимума параметра магнитной диссипации для кристалла МЦШ с ячейкой шпинели, наблюдаемого в данной области температур [1]. Декременты затухания магнитных и упругих колебаний в области максимумов амплитуд стремятся к бесконечно большому значению, что обеспечивает практически мгновенное затухание любых возбужденных магнитных и упругих колебаний и волн в кристаллах

МЦШ аналогичного состава. На кривых температурных зависимостей компонент амплитуд магнитных колебаний также обнаружены и узкие пики, обусловленные естественным ферромагнитным резонансом (ЕФМР). Поведение амплитуд упругих смещений характеризуется их ростом при уменьшении температуры до достижения максимальных значений компонентами намагниченности и в дальнейшем наблюдается их переход к постоянному значению. При намагничивании постоянным магнитным полем, превышающем поле магнитной анизотропии, гигантское затухание магнитных и упругих колебаний в кристалле МЦШ исчезает (рис.1). Материалы, изготовленные из ферромагнитных кристаллов, в которых имеется точка инверсии K_1 при отрицательном значении K_2 , будут обладать гигантским затуханием магнитных и упругих колебаний, и следовательно, могут быть использованы в качестве поглотителя электромагнитных и упругих колебаний и волн в широком интервале температур.

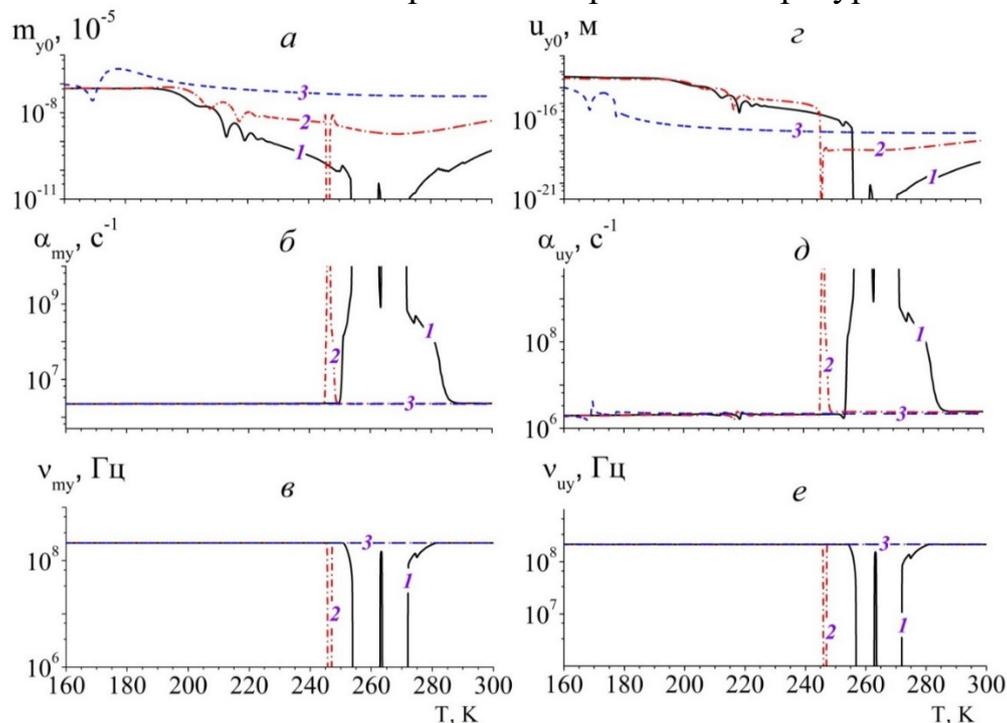


Рис.1. Температурные зависимости амплитуд (а, з), частот (в, е) и декрементов затухания (б, д) магнитных (а, б, в) и упругих (з, д, е) колебаний, возбуждаемых переменным магнитным полем на частоте 1.1 ГГц, направленном вдоль оси Oy , при постоянном магнитном поле H_0 (в Э): 0 (кривая 1), 20 (2), 200 (3). Постоянное магнитное поле параллельно оси Ox .

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048).

- [1] Л. Н. Котов, П. А. Северин, В. С. Власов, В. В. Миронов, Изв. РАН. Серия физическая. **87**, 422 (2023).
- [2] Л.Н. Котов, П.А. Северин, Власов В.С. и др., ФТТ. **60**, 1142 (2018).
- [3] Голдин Б.А., Котов Л.Н., Зарембо Л.К., Карпачев С.Н., Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах), Л.: Наука, (1991).

Магнитная фазовая диаграмма гелимагнетика $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

Быков А.А.¹, Чубова Н.М.¹, Kousaka Yu.², Овчинников А.С.³, Kishine J.⁴,
Григорьев С.В.¹

¹ПИЯФ НИЦ “Курчатовский институт”, Гатчина, Россия

²Center for Chiral Science, Hiroshima University, Higashihiroshima, Hiroshima, Japan

³Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

⁴The Open University of Japan, Tokyo, Japan

email: redi87@bk.ru

Магнитная структура соединения $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ исследовалась методом Малоуглового рассеяния нейтронов (МУРН) в приложенном магнитном поле в широком температурном диапазоне ниже $T_N = 130$ К. В таком соединении магнитная спираль ионов Cr^{3+} закручена вдоль с-оси кристаллической решетки с пространственной группой $R\bar{6}_322$ [1-3]. Наблюдаемое в низких температурах дифракционное кольцо на карте МУРН интерпретировалось как рассеяние на магнитной спирали порошкообразного образца с периодом 485 Å. Интенсивность дифракционного пика уменьшалась с увеличением температуры и полностью исчезала при $T = 115$ К. Будучи приложенным перпендикулярно нейтронному пучку магнитное поле по-разному влияло на гранулы образца с волновым вектором спирали \mathbf{k} вдоль и поперек полю. Для гранул с \mathbf{k} перпендикулярным полю магнитное поле приводило к появлению киральной солитонной решетки (CSL). Период CSL увеличивался при увеличении поля до исчезновения рассеяния при критическом поле $H_{c \text{ CSL}} = 0.3$ Т. Переход от CSL к индуцированному ферромагнетизму сопровождается сильными ферромагнитными флуктуациями в широком диапазоне поле вблизи критического $H_{c \text{ CSL}}$. Такие флуктуации хорошо видимы на МУРН картах как рассеяние в центре карты с нулевым переданным импульсом $Q = 0$. Для гранул с \mathbf{k} параллельным полю система претерпевает серию метамагнитных переходов от гелимагнетика к конической упорядоченности и затем к индуцированному ферромагнетизму при критическом поле H_{an} . Период конической структуры немного увеличивается (около 5 %) с увеличением поля, при чем переход к индуцированному ферромагнетизму так же сопровождается сильными ферромагнитными флуктуациями. На основе полученных данных приводится магнитная фазовая диаграмма поле-температура (Рис. 1).

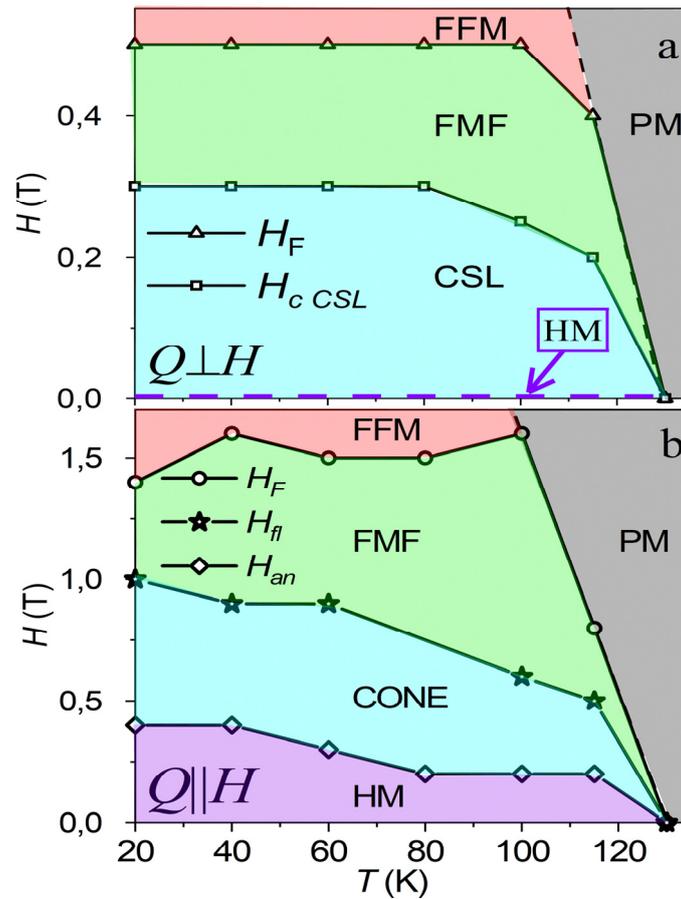


Рис.1 Фазовая диаграмма $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ для \mathbf{H} перпендикулярно оси c (a) и параллельно (b). HM - гелимагнетик, CONE - коническое магнитное упорядочение, CSL киральная солитонная решетка, FMF - ферромагнитные флуктуации, а FFM - индуцированное полем ферромагнитное состояние.

- [1] Y. Togawa et. al Phys. Rev. Lett., vol. 108, no. 10, pp. 21–25, 2012.
- [2] Y. Togawa et. al Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys., vol. 92, no. 22, pp. 1–6, 2015.
- [3] K. Tsuruta et. al Phys. Rev. B, vol. 93, no. 10, p. 104402, 2016.

Влияния дефектов структуры и анизотропии на неравновесное критическое поведение гейзенберговских спиновых систем

Прудников В.В.¹, Прудников П.В.², Хитринцева В.В.¹, Ковалева А.Ю.¹

¹ Омский государственный университет им. Ф.М.Достоевского, Омск, Россия

² ЦНХТ ИК СО РАН, Омск, Россия

e-mail: prudnikov@univer.omsk.ru

Наличие структурных дефектов кристаллической решетки характерно для всех реальных веществ. Исследование влияния структурного беспорядка на неравновесное критическое поведение систем является интересной и актуальной задачей, поскольку малое количество примеси может привести к существенным изменениям поведения системы вблизи температуры фазового перехода T_c [1].

Проводилось численное Монте-Карло исследование особенностей влияния точечных замороженных дефектов структуры на неравновесное критическое поведение анизотропной модели Гейзенберга с анизотропией типа «легкая ось». Гамильтониан моделируемой системы имеет вид [2]:

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} p_i p_j [(1 - \Delta)(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) + S_i^z S_j^z], \quad (1)$$

где $J > 0$ – константа обменного взаимодействия между спинами, спин $\vec{S}_i = \{S_i^x, S_i^y, S_i^z\}$ – трехмерный единичный вектор; p_i, p_j – числа заполнения, принимают значения 0 или 1: если в i -м узле находится спин, то $p_i = 1$, иначе $p_i = 0$; Δ – параметр анизотропии. При $\Delta = 0$ гамильтониан соответствует трехмерной изотропной структурно неупорядоченной модели Гейзенберга, при $\Delta = 1$ – трехмерной структурно неупорядоченной модели Изинга. Влияние дефектов структуры рассматривалось при различных Δ и спиновых концентрациях $p = 1.0, 0.9, 0.8, 0.6, 0.5$.

Медленная динамика модели вблизи $T_c(p)$ характеризуется эффектами старения и значениями предельного флуктуационно-диссипативного отношения (ФДО) $X^\infty < 1$. Явление старения проявляется в замедлении релаксационных и корреляционных процессов в системе с увеличением ее возраста и выражается в двухвременной зависимости автокорреляционной функции $C_{zz}(t, t_w)$ и динамической восприимчивости $\chi(t, t_w)$ от времени ожидания t_w и времени наблюдения $t - t_w$, t_w характеризует возраст системы, т.е. время от создания образца до момента измерения его характеристик.

Автокорреляционная функция задается следующим выражением

$$C_{zz}(t, t_w) = \left[\left\langle \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i S_i^z(t) S_i^z(t_w) \right\rangle \right] - \left[\left\langle \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i S_i^z(t) \right\rangle \left\langle \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i S_i^z(t_w) \right\rangle \right]. \quad (2)$$

В (2) учтено, что для трехмерной модели Гейзенберга с анизотропией легкая ось z -составляющая спина является долгоживущей и определяет долговременное поведение системы [3].

Для моделирования динамической восприимчивости [4]:

$$\chi(t, t_w) = \frac{1}{T_c N \chi} \sum_{i=1}^N [\langle p_i \vec{S}_i(t) \Delta \vec{S}_i(t_w) \rangle], \quad (3)$$

$$\Delta \vec{S}_i(t_w) = \sum_{i=1}^{t_w} S_i \parallel \left(1 - th \left(\frac{1}{T_c} \Delta H_i(t) \right) \right)$$

использовался алгоритм глауберовской динамики.

На рис. 1 представлена временная зависимость автокорреляционной функции $C_{zz}(t, t_w)$ и динамической восприимчивости $\chi(t, t_w)$ для различных спиновых концентраций и значений времени ожидания t_w при эволюции системы из высокотемпературного начального состояния ($m_0 \ll 1$). Результаты демонстрируют проявление эффектов старения - замедление временного спада автокорреляционной функции и динамической восприимчивости с увеличением времени ожидания t_w . По графикам видно, что увеличение концентрации дефектов структуры в решётке приводит к усилению эффектов старения.

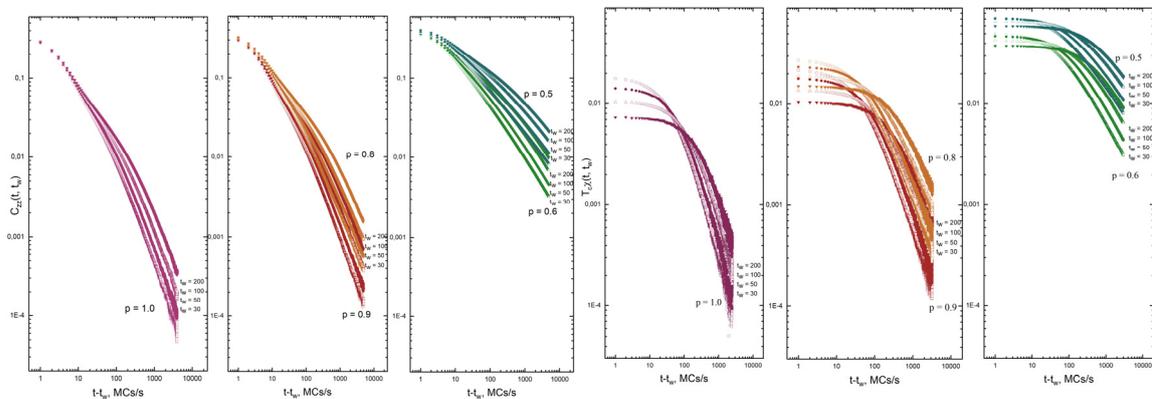


Рис. 1 Временная зависимость автокорреляционной функции $C_{zz}(t, t_w)$ и динамической восприимчивости $\chi(t, t_w)$ при эволюции системы из высокотемпературного начального состояния (кубическая решетка с линейным размером $L = 100$).

Из теории неравновесного критического поведения известно, что автокорреляционная функция и динамическая восприимчивость на временах наблюдения $t - t_w \sim t_w$ описываются соотношениями [4]:

$$C(t, t_w) \sim t_w^{-2\beta/\nu z} F_C(t/t_w), \quad \chi(t, t_w) \sim t_w^{-2\beta/\nu z} F_\chi(t/t_w), \quad (4)$$

где $F_C(t/t_w)$, $F_\chi(t/t_w)$ - скейлинговые функции, характеризующиеся в долговременном режиме $t - t_w \gg t_w$ степенным законом

$$F_C(t/t_w) \sim (t/t_w)^{-c_a}, \quad F_\chi(t/t_w) \sim (t/t_w)^{-c_a}. \quad (5)$$

В ходе работы осуществлялась проверка соотношений (5). Результаты расчетов (рис. 2) для функций $C_{zz}(t, t_w)$ и $\chi(t, t_w)$ демонстрируют коллапс в долговременном режиме лишь для случая $p = 1.0$. Для неупорядоченных систем совпадения данных на некоторой универсальной кривой не происходит. Чем выше концентрация дефектов, тем большее расхождение демонстрируют кривые для разных времен ожидания t_w . Теория канонического старения не подходит для описания представленных данных, необходимо использовать более сложную зависимость: $F_C(t/t_w^\mu)$, $F_\chi(t/t_w^\mu)$.

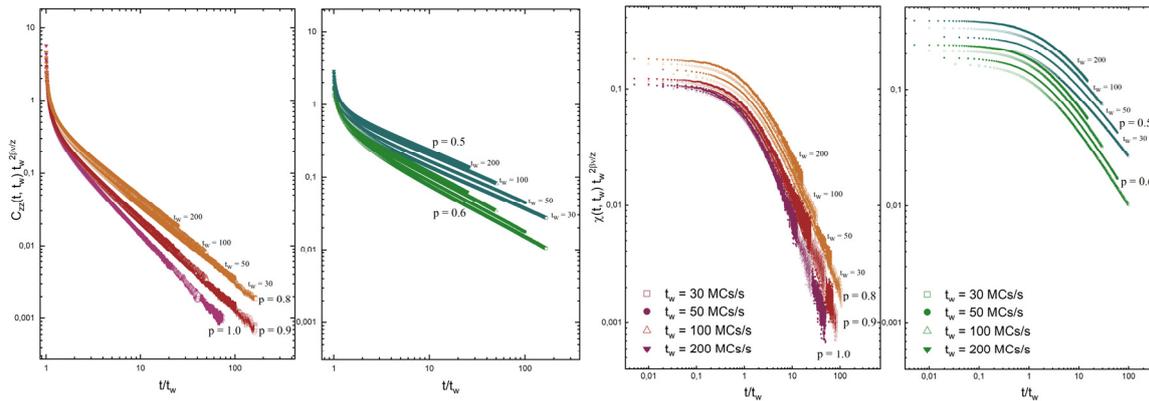


Рис.2 Скейлинговая зависимость автокорреляционной функции $t_w^{2\beta/\nu z} C_{zz}(t, t_w)$ и динамической восприимчивости $t_w^{2\beta/\nu z} \chi(t, t_w)$ при эволюции системы из высокотемпературного начального состояния.

Введение скейлинговой зависимости $F_C(t/t_w^\mu)$, $F_\chi(t/t_w^\mu)$ (рис. 3) позволяет получить совпадение кривых для различных времен ожидания в долговременном режиме, однако при этом происходит разрушение коллапса этих же данных на временах $t - t_w \leq t_w$.

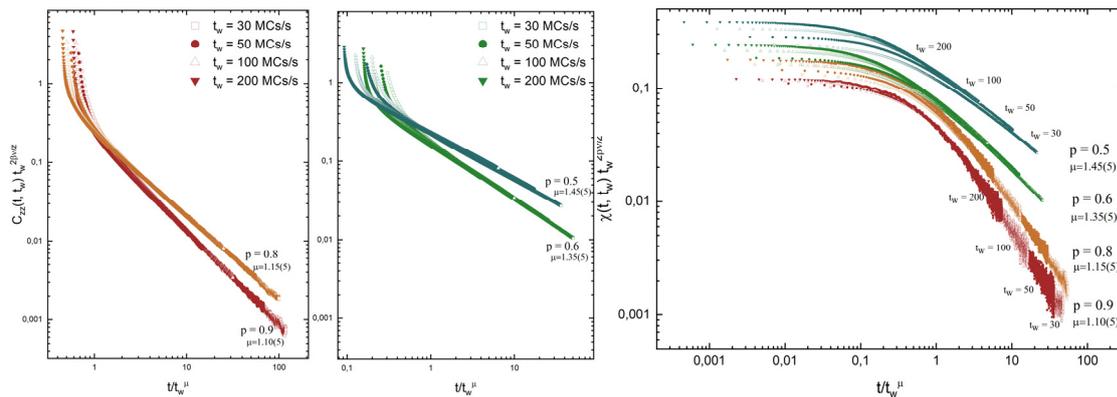


Рис.3 Эффект «сверхстарения», наблюдаемый в скейлинговом поведении автокорреляционной функции $t_w^{2\beta/\nu z} C_{zz}(t, t_w)$ и динамической восприимчивости $t_w^{2\beta/\nu z} \chi(t, t_w)$ при эволюции системы из высокотемпературного начального

Случай скейлинговой зависимости с $\mu > 1$ в теории неравновесных процессов характеризуется как явление «сверхстарения». Таким образом, поведение автокорреляционной функции и динамической восприимчивости для неупорядоченной анизотропной модели Гейзенберга описывается теорией сверхстарения, что является особенностью данной модели по сравнению с неупорядоченной трехмерной моделью Изинга.

В ходе работы были определены значения предельного ФДО X^∞ для слабо неупорядоченных систем с $p = 0.9$ $X^\infty = 0.412(2)$, $p = 0.8$ $X^\infty = 0.412(3)$; для сильно неупорядоченных с $p = 0.6$ $X^\infty = 0.4445(9)$, $p = 0.5$ $X^\infty = 0.4432(9)$, которые согласуются в пределах статистических погрешностей; $X^\infty = 0.381(5)$ для $p = 1.0$ не соотносится со значениями для неупорядоченных систем. Выделено три класса универсальности неравновесного

критического поведения – чистая, слабо неупорядоченная и сильно неупорядоченная системы.

Для исследования влияния анизотропии рассматривались значения параметра $\Delta = 0.1, 0.3, 0.63$. На рис. 4 представлена временная зависимость полной автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ и для z -компоненты спинов $C_{zz}(t, t_w)$. Кривые $C_{zz}(t, t_w)$ для различных Δ демонстрируют их совпадение. Для $C(t, t_w)$ совпадение осуществляется с времен наблюдения $t - t_w \sim t_w$, что свидетельствует о том, что анизотропия сказывается в поведении системы лишь в квазиравновесном режиме с $t - t_w < t_w$.

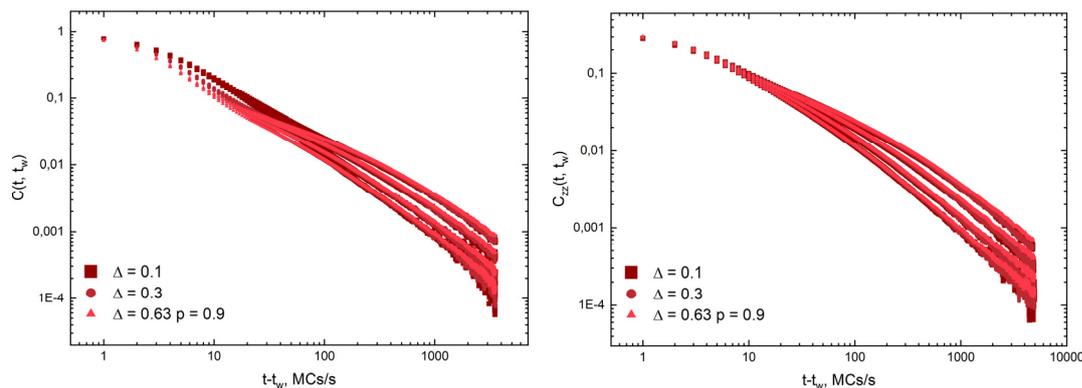


Рис.4 Временная зависимость автокорреляционной функции $C(t, t_w)$ и $C_{zz}(t, t_w)$ для $\Delta = 0.1, 0.3, 0.63$.

В результате установлено, что дефекты структуры существенно влияют на неравновесное критическое поведение системы при эволюции из высокотемпературного начального состояния, что отражается на эффектах старения и приводит к возникновению явления «сверхстарения». Так же выявлено три класса универсальности неравновесного критического поведения, соответствующих чистой, слабо неупорядоченной и сильно неупорядоченной системам. При исследовании влияния анизотропии на динамику системы осуществлялось изменение параметра анизотропии Δ в широком интервале. Результаты показали, что долговременное поведение характеристик системы оказывается подобным трехмерной модели Изинга.

Исследования поддержаны Российским научным фондом, проект 23-22-00093.

- [1] В.В. Прудников, П.В. Прудников, А.Н. Вакилов. Теоретические методы описания неравновесного критического поведения структурно неупорядоченных систем. Москва: ФИЗМАТЛИТ, 2013.
- [2] П.В. Прудников, В.В. Прудников, М.А. Медведева, Письма в ЖЭТФ **100**. 501 (2014).
- [3] В.В. Прудников, П.В. Прудников, А.С. Лях, ФТТ **62**, 732 (2020).
- [4] В.В. Прудников, П.В. Прудников, М.В. Мамонова, УФН **187**. 817 (2017).

Фазовый переход между волной спиновой плотности и сверхпроводимостью в органических металлах

Григорьев П.Д.^{1,2}, Кочев В.Д.², Сеидов С.С.²

¹ Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка, Россия

e-mail: grigorev@itp.ac.ru

² НИТУ «МИСиС», Москва, Россия

В органических металлах сверхпроводимость сосуществует с волной спиновой или зарядовой плотности, как и во многих высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Фаза сосуществования демонстрирует интересные и полезные сверхпроводящие свойства, такие как сильное увеличение верхнего критического поля H_{c2} [1,2], анизотропная температура сверхпроводящего перехода [3-5] и т. д. Природа и микроскопическое происхождение этого сосуществования до сих пор не известны и активно обсуждаются.

Наша работа [6] решает эту давнюю загадку и делает важный шаг к микроскопическому описанию этой фазы сосуществования в органических сверхпроводниках. Прямыми расчетами разложения Ландау для свободной энергии волны плотности (ВП) показано, что фазовый переход между ВП и металлической/сверхпроводящей фазой в органических сверхпроводниках происходит первым родом при достаточно низкой температуре, что объясняет их пространственное разделение на довольно больших масштабах длины, $>1\text{мкм}$, и согласуется с различными экспериментальными наблюдениями.

Даже при нулевой температуре ВП разрушается внешним параметром, нарушающим нестинг поверхности Ферми и уменьшающим электронную восприимчивость на волновом векторе ВП. Этот параметр может быть амплитудой второй гармоники в законе дисперсии электронов, которая может контролироваться внешним давлением, как в $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ или в $\alpha\text{-(BEDT-TTF)}_2\text{KHg(SCN)}_4$. Этим параметром, подавляющим ВП, может быть и расщепление электронных зон, например, как в $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ из-за упорядочения анионов, контролируемого скоростью охлаждения. Изучение фазовой диаграммы и типа фазового перехода проведено нами при произвольном соотношении двух параметров, нарушающих нестинг поверхности Ферми и подавляющих ВП. Из полученного нами разложения Гинзбурга-Ландау для

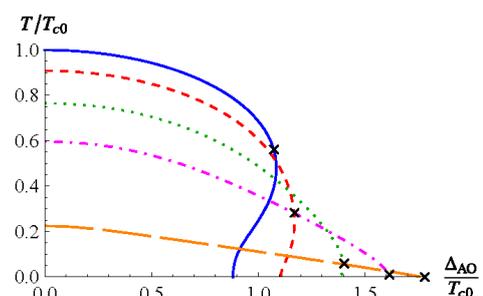


Рис. 1 Вычисленная фазовая диаграмма волны спиновой плотности в органических металлах при двух подавляющих её параметрах. Точка, где тип фазового перехода меняется со 2 на 1 помечена крестиком.

свободной энергии ВП мы получаем оценки размера зародышей фазы ВП и сверхпроводящей фазы, которые согласуются с экспериментальными наблюдениями [4] по угловой зависимости магнитосопротивления и по диамагнитному отклику, а также с нашими оценками на основе сравнения наших перколяционных расчетов [7] с экспериментальными данными [3] по анизотропии температуры сверхпроводящего перехода в тонких образцах. Похожий эффект анизотропной температуры сверхпроводящего перехода также наблюдался и был объяснен нами в железосодержащих ВТСП с помощью перколяционных расчетов в пространственно неоднородном сверхпроводнике [8].

Полученные результаты [6,7] могут быть применимы не только к указанным выше органическим сверхпроводникам, но и ко многим другим соединениям, включая высокотемпературные сверхпроводники.

- [1] I.J. Lee, P.M. Chaikin, M.J. Naughton, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 207002 (2002).
- [2] D. Andres, M. V. Kartsovnik, W. Biberacher, K. Neumaier, E. Schuberth, and H. Muller, *Phys. Rev. B* **72**, 174513 (2005).
- [3] N. Kang, B. Salameh, P. Auban-Senzier, D. Jerome, C. R. Pasquier, and S. Brazovskii, *Phys. Rev. B* **81**, 100509(R) (2010).
- [4] A. Narayanan, A.Kiswandhi, D.Graf, J. Brooks, and P. Chaikin, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 146402 (2014).
- [5] Y. A. Gerasimenko, S. V. Sanduleanu, V. A. Prudkoglyad, A. V. Kornilov, J. Yamada, J. S. Qualls, and V. M. Pudalov, *Phys. Rev. B* **89**, 054518 (2014).
- [6] S.S. Seidov, V.D. Kochev, P.D. Grigoriev, arXiv /2305.06957 (sent to PRB).
- [7] V.D.Kochev, K.K.Kesharpu, P.D.Grigoriev, *Phys.Rev.B* **103**, 014519 (2021)
- [8] P.D. Grigoriev, V.D. Kochev, A.P. Orlov, A.V. Frolov, A.A. Sinchenko, *Materials* **16** (5), 1840 (2023).

Анизотропия магнитных свойств многослойных композитов на основе ВТСП лент

Веселова С.В.^{1,2}, Руднев И.А.^{1,2}, Батулин Р.Г.²

¹ Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», г. Москва, Россия
e-mail: svveselova@mephi.ru

² Казанский (Приволжский) федеральный университет, г. Казань, Россия
e-mail: svveselova@mephi.ru

Высокотемпературные сверхпроводящие магниты представляют собой систему со сложной конфигурацией. В процессе производства обмотки таких магнитов сверхпроводящие ленты располагаются послойно на держателе, который в дальнейшем подвергается искривлению для создания определенной формы. Так как намотка лент производится под определенными углами, в готовой системе ориентация магнитного поля относительно оси сверхпроводящего слоя меняется планомерно. В процессе эксплуатации в магнитном поле возникают гистерезисные потери, которые зависят от угла расположения ленты. Помимо циркуляции вихревых токов в плоскости одного сверхпроводящего слоя, во время эксплуатации возникает перетекание линий магнитного поля между слоями лент, которое влияет на намагниченность определенных областей системы. Таким образом в кубических структурах основную роль играет не столько форм-фактор, сколько анизотропия свойств сверхпроводника.

Для проведения исследования был создан кубический образец, состоящий из 16 слоев ВТСП ленты производства компании СуперОкс с размерами 1,8 мм. На рисунке 1 представлено схематичное изображение исследуемого образца. Измерение проводилось на установке PPMS-9 углами поворота магнитного поля относительно образца в диапазоне от 0 до 90 градусов в полях от -8 Тл до 8 Тл. Температура измерений составляла 5, 10, 20, 30, 50, 65 и 78 К.

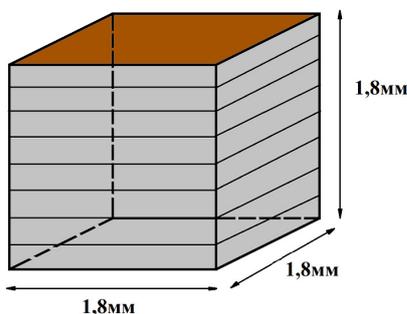


Рис. 1. Схематичное изображение стопки ВТСП лент.

По результатам исследования был проведен сравнительный анализ потерь намагниченности одиночной ленты и описанной выше стопкой. На рисунке 2 представлены графики намагниченности при температуре 30 К

для ориентации поля параллельно и перпендикулярно оси образца для одиночного образца.

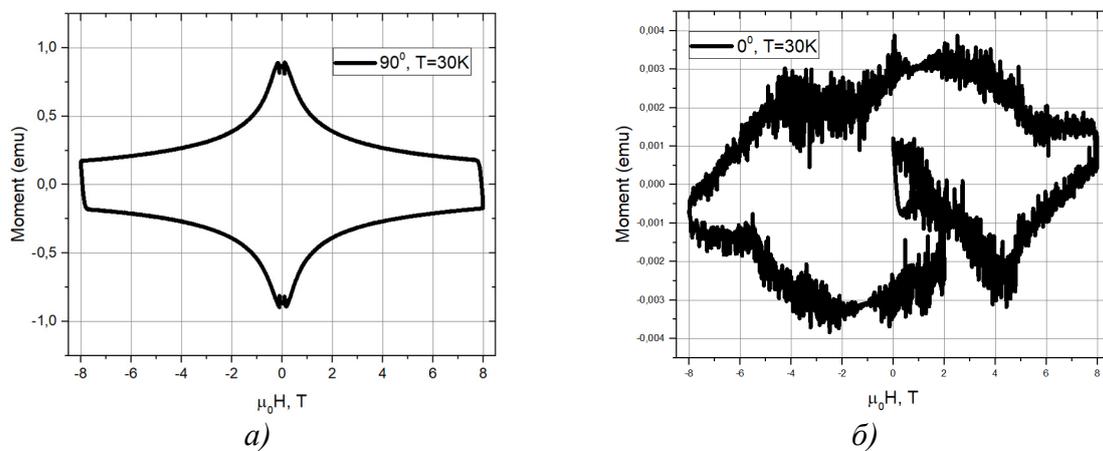


Рис. 2. Графики намагниченности одиночной ВТСП композита с различными углами ориентации магнитного поля при температуре 30К: а) угол поворота 90 градусов; б) угол поворота 0 градусов.

Анализ намагниченности одиночных лент показывает, что при низких температурах для ориентации поля, параллельного плоскости композита, помимо малых абсолютных значений, наблюдается сильная зашумленность кривых намагниченности. Этот эффект может быть связан с сильным пиннингом вихрей Абрикосова на плоскостях Cu-O в сверхпроводнике, а также поверхностным пиннингом ВТСП слоя. В свою очередь сильный пиннинг может приводить к перегреву магнитного состояния и развитию термо-магнитных неустойчивостей. Анализ кривых намагниченности слоистого композита показал иное поведение, связанное с конкуренцией ферромагнитных слоев (подложка ВТСП композита) и слоев сверхпроводника.

В докладе приводятся соответствующие результаты и предлагается модель, их объясняющая.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00394, <https://rscf.ru/project/23-19-00394/>.

- [1] I.V. Martirosyan, I.K. Mikhailova, S.V. Pokrovskii, *et al.* *Phys. Atom. Nuclei* **85**, 1691–1700 (2022)
- [2] K Yagotintsev *et al* 2020 *Supercond. Sci. Technol.* **33** 085009
- [3] K. Choi, J. Han, J. -K. Lee and W. -S. Kim, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*, **33** (2023)

Влияние температуры на магнитную структуру 2D-магнетика на подложке

Мальцев И.В., Кузнецов И.А., Бычков И.В.

Челябинский государственный университет, Челябинск, Россия

e-mail: malts_iv@mail.ru; kuzvan1998@mail.ru; bychkov@csu.ru

Интерес к исследованию свойств наноструктур на основе 2D-магнитных материалов обусловлен широкой перспективой их применения в качестве электронных устройств спинтроники. 2D-магнетики делают возможным создание нового типа энергонезависимой памяти с более высокой плотностью записи. В качестве единицы информации в такой памяти могут выступать топологически защищенные вихреобразные спиновые структуры – скирмионы.

В данной работе мы исследовали магнитную структуру 2D-материала с помощью Монте-Карло моделирования. Была использована модель Гейзенберга на квадратной решетке. Вектор Дзялошинского-Мории лежит в плоскости XY для получения спиральной конфигурации спинов, внешнее магнитное поле приложено вдоль оси Z. Гамильтониан такой модели [1]:

$$H = -J \sum_{i,j} \mathbf{s}_{i,j} \cdot (\mathbf{s}_{i,j+1} + \mathbf{s}_{i+1,j}) - D \sum_{i,j} ((\mathbf{s}_{i,j} \times \mathbf{s}_{i,j+1})^x + (\mathbf{s}_{i,j} \times \mathbf{s}_{i+1,j})^y) + A_1 \sum_{i,j} ((S_{i,j}^x)^4 + (S_{i,j}^y)^4 + (S_{i,j}^z)^4) - A_2 \sum_{i,j} (S_{i,j}^x S_{i,j+1}^x + S_{i,j}^y S_{i+1,j}^y) - h \sum_{i,j} S_{i,j}^z, \quad (1)$$

где J – обменный интеграл ферромагнитного взаимодействия, D – взаимодействие Дзялошинского-Мории, A_1 и A_2 – постоянные анизотропии (в данной работе мы приняли $A_1=0.5$), h – внешнее магнитное поле. Моделирование выполнялось на решётке размером 18x18, поэтому отношение D/J было выбрано равным $\sqrt{6}$, что дает значение волнового вектора $k=2\pi/6$, позволяющее разместить несколько периодов спирали.

Анализ полученных конфигураций магнитной системы был выполнен с помощью Фурье преобразования $\langle \mathbf{S}_k \rangle = \sum_r \langle \mathbf{S}_r \rangle e^{-i\mathbf{k}r}$ усреднённой спиновой конфигурации $\langle \mathbf{S}_r \rangle$. После этого строился профиль интенсивностей $|\langle \mathbf{S}_k \rangle|^2$.

Варьируя параметры анизотропии и внешнего поля можно добиться нескольких видов спиновых конфигураций (при низкой температуре $T=0.01$) [1]. В данной работе мы будем исследовать скирмионную фазу SC_1 и SC_2 . Усредненная спиновая конфигурация и

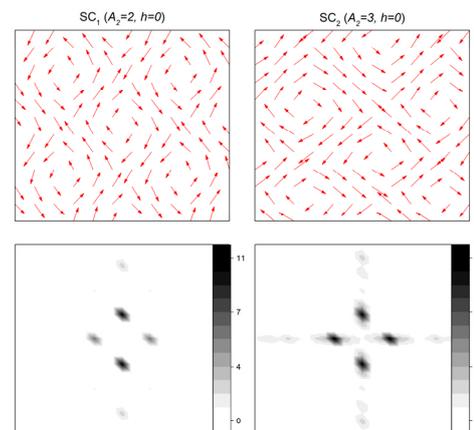


Рис.1. Спиновая конфигурация и профиль интенсивностей для фаз SC_1 и SC_2 . Стрелками обозначены направления спинов в плоскости XY.

профиль интенсивностей для фаз SC_1 и SC_2 изображены на рисунке 1 (при $T=0.01$). Фаза SC_1 и SC_2 образуются в результате суперпозиции двух спиралей спинов ($[10]$ и $[01]$), о чем наглядно свидетельствует их профиль интенсивности. При этом видно, что интенсивность одной из спиновых спиралей в SC_1 заметно меньше другой.

Влияние температуры на конфигурацию спинов скирмионных фаз SC_1 и SC_2 показано на рисунке 2. При повышении температуры для фазы SC_1 пропадает периодичность структуры по одной из осей (около $T=0.2$), т.е. одна спиновая спираль исчезает, о чем наглядно свидетельствует исчезновение двух малых пиков на профиле интенсивностей. Однако величина двух других пиков Брэгга при этом остается неизменной (до $T<0.4$). При дальнейшей повышении температуры пропадает периодичность и по второй оси и при температуре $T>0.5$ усредненные направления спинов близки к нулю.

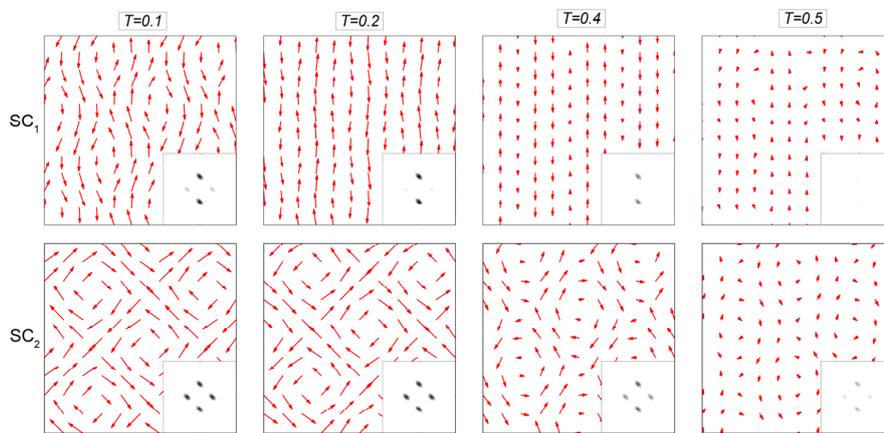


Рис.2. Эволюция конфигурации спинов при повышении температуры для фаз SC_1 и SC_2 . В правом нижнем углу для каждой температуры изображен соответствующий профиль интенсивности. Стрелками обозначены направления отдельных спинов в плоскости XY .

Для определения температуры фазового перехода мы использовали метод кумулянтов Биндера четвертого порядка [2] для различных размеров решеток. В качестве параметра порядка была выбрана амплитуда малых пиков Брэгга на профиле интенсивности. Температура фазового перехода для SC_1 -фазы составила 0.19, для фазы SC_2 – 0,55.

Влияние магнитного поля на исследуемую систему показано на рисунке 3. Там представлены зависимость намагниченности и киральности от внешнего магнитного поля при низкой температуре ($T=0.01$).

Киральность χ рассчитывалась по формуле:

$$8\pi\chi_{i,j} = \mathbf{s}_{i,j} \cdot (\mathbf{s}_{i,j+1} \times \mathbf{s}_{i+1,j}) + \mathbf{s}_{i,j} \cdot (\mathbf{s}_{i,j-1} \times \mathbf{s}_{i-1,j}),$$

$$\chi = \sum_{i,j} \chi_{i,j} \quad (2)$$

Из полученной зависимости видно, что система переходит в ферромагнитную фазу при значениях магнитного поля выше 5 для фазы SC_1 и выше 7 для фазы SC_2 .

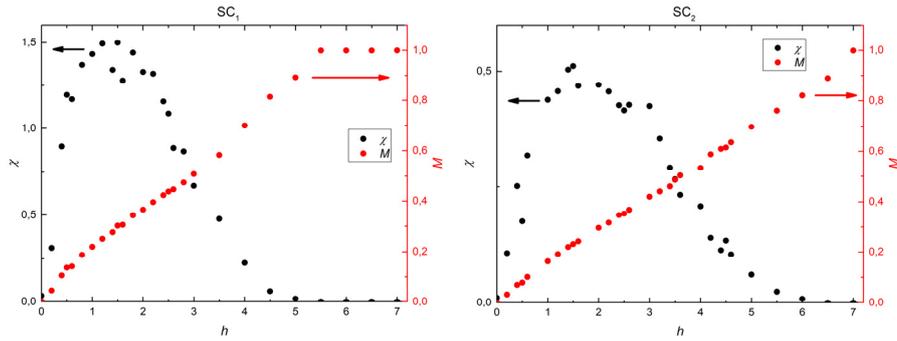


Рис.3. Зависимость намагниченности M и киральности χ для фаз SC_1 и SC_2 ($T=0.01$).

Далее было исследовано влияние подложки на магнитную систему, которое проявляется через взаимодействие атомов 2D-магнетика и подложки. Влияние атомов подложки на геометрическое положение атомов 2D-магнетика моделируется с помощью двумерного потенциала Френкеля–Конторовой [3] с периодически расположенными потенциальными ямами:

$$H_{sub} = -\sum_{i,j} \frac{A_{sub}}{2} \left(1 - \cos\left(\frac{2\pi x_j}{l}\right) - \cos\left(\frac{2\pi y_i}{l}\right) \right), \quad (3)$$

где (x, y) координаты на поверхности подложки, l – период потенциала, а A_{sub} – амплитуда потенциала. Механическое взаимодействие между атомами 2D-магнетика описывается гармоническим приближением:

$$H_{int} = \sum_{i,j} \frac{g}{2} \left((x_{j+1} - x_j - a_0)^2 + (y_{i+1} - y_i - a_0)^2 \right), \quad (4)$$

где g – упругая постоянная, a_0 – постоянная решетки.

Перед началом исследования магнитной структуры находилось равновесное положение атомов магнетика при помощи метода последовательных итераций. В качестве одной итерации выступало пробное смещение каждого атома на случайный вектор. Если новое положение атома уменьшало общую энергию системы, то оно принималось.

Влияние подложки на магнитную систему проявлялось через зависимость обменного интеграла от расстояния между атомами магнетика:

$$J(r_{i,j}) = J_0 e^{-(r_{i,j}-a_0)/r_0}, r_{i,j} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2}, \quad (5)$$

где J_0 – обменный интеграл недеформированного 2D-магнетика. Параметр r_0 определяет степень убывания обменного интеграла с расстоянием и зависит от вещества магнетика (мы использовали $r_0=0.4$).

При $g/A_{sub}=500$, $l=1.06$ смещение температуры фазового перехода для фазы SC_1 составило 0.02.

Работа выполнена при поддержке РФФ, проект № 22-19-00355.

[1] S.D.Yi, S.Onoda, N.Nagaosa, and J.H.Han, Phys. Rev. B **80**, 054416 (2009)

[2] K. Binder, Phys. Rev. Lett. **47**, 693–696 (1981)

[3] Frenkel, T. Kontorova, Acad. Sci. USSR J. Phys. **1**, 137—149 (1939).

Магнитные свойства и состояние спинового стекла в $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$

Харьков А.М., Рунов Р.В., Никитинский О.С.,
Черемных Н.А., Гельгорн А.В.

*Сибирский государственный университет науки и технологий
имени академика М. Ф. Решетнева, Красноярск, Россия
e-mail: runchik03@mail.ru*

Спиновые стекла – это магнитные материалы с необычными магнитными свойствами. Сложная структура фазового пространства, в первую очередь наличие большого числа метастабильных состояний, приводит к появлению особо медленных релаксационных процессов.

В настоящее время большое внимание уделяется материалам с сильной взаимосвязью между электрическими и магнитными свойствами. Можно было бы ожидать, что после замены катиона марганца ионом самария давление, оказываемое ближайшими соседями, может индуцировать электроны в d -зону, что вызывает ферромагнитный обмен между ионами марганца расположенных вблизи границы кластера самария. Конкуренция между ферро- и антиферромагнитными взаимодействиями может привести к новой магнитной структуре, например к спиновому стеклу или антиспиромагнитному состоянию, имеющему дальний магнитный порядок по продольной компоненте спина и «замораживание» поперечных проекции спина в результате случайных направлений спинов [1].

Целью данной работы является исследование влияния синглет-триплетного перехода с переменной валентностью на магнитные свойства $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ и выяснения механизма взаимодействия между спином, фононной и электронной подсистемами с помощью исследования спиновой релаксации.

Удельная намагниченность измерена в вакууме при температурах 5 К и 50 К в магнитных полях до 9 Тл. Намагниченность образцов в поле $H = 0.05$ Тл, действительная и мнимая часть магнитной проницаемости на трех частотах 100 Гц, 1 кГц и 10 кГц измерены с помощью РРММ в диапазоне температур $5 \text{ К} < T < 300 \text{ К}$. Действительная часть магнитной проницаемости на частоте 1 кГц и магнитный момент в поле $H = 0.05$ Тл деленная на величину $\text{Re}(\mu(T = 290\text{К}))$ и $M(T = 290\text{К})$ соответственно, измеренные при $T = 290 \text{ К}$ представлены на рисунке 1.

Подробный анализ частотной зависимости действительной части магнитной проницаемости этого образца, представлен на рисунке 1, тут обнаружили снижение величины $\text{Re}(\mu)$ с ростом частоты ниже некоторой критической температуры T_g , которая зависит от частоты. Температура T_g определенная из производной действительной части проницаемости $d\text{Re}(\mu)/dT$ – увеличивается на три градуса с ростом частоты от $\omega = 100$ Гц до

10 кГц. Мнимая часть $\text{Im}(\mu)$ показывает максимум T_g , который сдвигается в сторону высоких частот, и это хорошо описывается линейной логарифмической зависимостью $T_g = 36 + 1.5 \ln \omega$, изображенный на вставке рисунок 1.

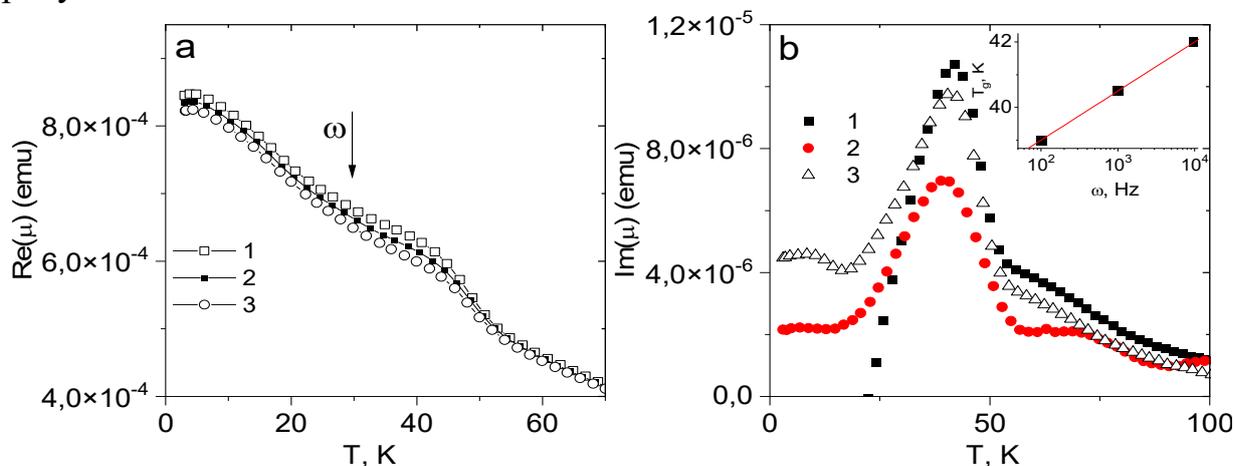


Рис. 1 Действительные $\text{Re}(\mu)$ (a) и мнимые $\text{Im}(\mu)$ (b) части магнитной проницаемости в $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.25$ во внешнем поле $H = 0$ для частот $\omega = 100$ Гц (1), 1 кГц (2), 10 кГц (3) от температуры. Вставка: температура замерзания спинов T_g в зависимости от частоты ω .

Мнимая часть $\text{Im}(\mu)$ практически не зависит от температуры и стремится к нулю при $x = 0.1$ и $x = 0.2$. Измерение комплексной проницаемости дает существенную информацию о диссипации энергии магнитных колебаний, индуцированных внешним переменным магнитным полем. Диссипация магнитного момента характеризуются различными зависимостями времени релаксации от температуры и обусловлена обменным взаимодействием, магнитоупругим взаимодействием или взаимодействием с делокализованными электронами. Эти взаимодействия определяют три типа релаксации в полупроводниках: спин-спиновые, спин-решеточные и взаимодействия локализованных спинов электронов с зонными электронами. Низкочастотная релаксация в области 0.1 кГц – 100 кГц описываются в основном продольным временем релаксации, для которого найдены теоретические температурные зависимости $\tau(T)$.

Суперпарамагнитная релаксация идеальной системы невзаимодействующих, однодоменных и магнитных наночастиц описывается уравнением Нееля-Брауна: $\tau = \tau_0 \exp(E_a/k_B T)$, где τ – время релаксации при данной температуре, E_a – энергия активации, необходимая для изменения ориентации магнитного момента на противоположное и τ_0 – частотный фактор. С другой стороны, закон Фогеля-Фулчера: $\tau = \tau_0 \exp(E_a/k_B(T - T_0))$, где k_B – постоянная Больцмана, τ_0 и T_0 константы, связанные с внешней частотой и силой взаимодействия между частицами, дает значение в соответствии с суперпарамагнитным поведением слабо взаимодействующей системы наночастиц [2].

Мнимая часть магнитной проницаемости в $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ хорошо описывается линейной функцией $\text{Im}(\mu(T)) = 60\text{Im}(\mu(T_g))/T$ от обратной температуры. Аналогичная зависимость времени релаксации наблюдается для спинового стекла CuMn [3].

Это указывает, что взаимодействие локализованных и делокализованных электронных спинов является причиной релаксации магнитного момента при низких температурах. Поведение намагниченности от внешнего магнитного поля подтверждает образование неоднородной магнитной структуры, состоящей из областей с ферромагнитным упорядочением спинов. Кривая $M(H)$, была получена в двух предельных случаях для $T < T_g$ и $T > T_g$. $M(H)$ зависимостей для соединений $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с $x = 0.1$ и $x = 0.2$ являются линейными функциями и соответствуют для поликристаллических – слабо анизотропных антиферромагнетиков. Нелинейная зависимость намагниченности от поля наблюдается для $\text{Sm}_{0.25}\text{Mn}_{0.75}\text{S}$ при $H < 4$ Тл и выходит на линейную зависимость при высоких полях. При уменьшении магнитного поля обнаружен остаточный магнитный момент $M(H = 0) = 0.22$ emu/g. Происхождение момента связано со скошенным антиферромагнетиком, возникшим в результате конкуренции ферромагнитного и антиферромагнитного взаимодействия.

Итак, в соединении $\text{Sm}_x\text{Mn}_{1-x}\text{S}$ с концентрацией $x = 0.25$ обнаружено состояние спинового стекла на основе частотной и полевой зависимостей намагниченности. Температура, связанная с максимумом релаксации магнитного момента логарифмически растет с частотой. Нелинейная зависимость намагниченности от поля и остаточный магнитный момент обнаружены для соединения с $x = 0.25$ при $T < T_g$. Эти эффекты объясняются в модели с неоднородной магнитной структурой, содержащей области со скошенным антиферромагнетиком.

Работа была поддержана Российским научным фондом, Правительством Красноярского края и проектом Красноярского научного фонда № 23-22-10016.

[1] В. Кинцель, УФН. **152**, 123 (1987).

[2] S.S. Aplesnin, et. al., J. Phys.: Cond. Matt. **22**, 226006 (2010).

[3] H. Alloul, Phys. Rev. Lett. **42**, 603 (1979).

Влияние замещений в R и 3d подрешетках на магнитные и магнитотепловые свойства квазибинарных соединений на основе RCo₂ с тяжелыми редкоземельными металлами

Аникин М.С., Тарасов Е.Н., Князев М.И., Зинин А.В., Султанов А.С.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

e-mail: maksim.anikin@urfu.ru

Кубические фазы Лавеса с тяжелыми редкоземельными металлами (R) RCo₂ являются ферримагнетиками с противоположной ориентацией магнитных моментов R (μ_R) и 3d (μ_{3d}) магнитных подрешеток. Для R = Dy, Ho, Er соединения RCo₂ испытывают фазовый переход первого рода, при котором наблюдаются высокие значения параметров магнитокалорического эффекта (МКЭ), таких, как изотермическое изменение магнитной части энтропии (ΔS_m) и адиабатического изменения температуры (ΔT_{ad}) [1, 2].

В квазибинарных соединениях R(Co_{1-x}Fe_x)₂, где R = Gd, Tb, Dy, Ho и Er, при увеличении содержания Fe происходит увеличение энергии 3d-3d обменного взаимодействия, что приводит к росту температуры Кюри (T_C) с максимальными значениями при $x \approx 0.6 - 0.8$. Фазовый переход из ферримагнитного состояния в парамагнитное для всех железосодержащих соединений является переходом второго рода, что свидетельствует о стабилизации магнитного момента Co [3, 4]. При легировании соединений железом в них обнаружены платоподобные зависимости $\Delta S_m(T)$ при температурах (T) ниже T_C .

Установлено, что вид зависимостей $\Delta S_m(T)$ зависит как от атомного номера элемента R (N_R), так и от содержания железа (x) [4, 5]. При одной и той же концентрации железа (x), но с разными R, с увеличением N_R форма температурной зависимости ΔS_m трансформируется из кривой с явно выраженным максимумом при $T = T_C$ в платоподобную зависимость (рисунок 1). Платоподобная температурная зависимость параметров МКЭ ярко выражена в соединениях с Er, имеющим самое низкое значение спинового магнитного момента 4f-электронной оболочки (S_{Er}) среди указанных выше элементов R. Такая зависимость является следствием суперпозиций максимумов МКЭ, возникающих в окрестности T_C и при более низких температурах, так называемый низкотемпературный максимум (НТМ). Последний возникает

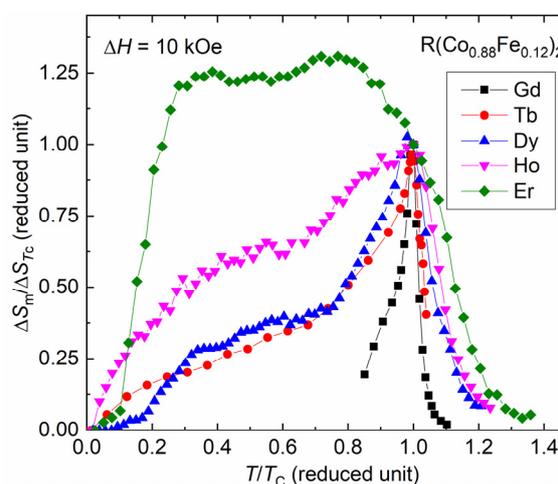


Рис. 1 Зависимости $\Delta S_m(T)$, приведенные к значению ΔS_m в T_C для R(Co_{0.88}Fe_{0.12})₂ при $\Delta H = 10$ кЭ.

в результате ориентационного упорядочения внешним магнитным полем магнитных моментов атомов подрешетки R, частично разупорядоченных тепловыми флуктуациями вследствие слабого межподрешеточного f-d обменного взаимодействия [6].

Для более глубокого понимания роли межподрешеточных обменных взаимодействий в образовании МКЭ в таких системах были исследованы соединения $R_{1-z}Y_z(\text{Co}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})_2$, с R от Gd до Lu. В данных соединениях магнитоактивный элемент R замещался на «немагнитный» иттрий. При увеличении содержания Y (z) происходит монотонное увеличение параметра кристаллической решетки (a) и ослабление межподрешеточного обменного взаимодействия, сопровождающееся снижением T_C [6–8]. На рисунке 2 видно, что для соединения $\text{Ho}_{1-z}\text{Y}_z(\text{Co}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})_2$, несмотря на уменьшение доли редкоземельного элемента, значения ΔS_m в районе НТМ остаются практически неизменными даже при 40% замещения Ho на Y. Это может быть связано с ослаблением 4f-3d обменного взаимодействия и соответствующим увеличением отклика R магнитной подрешетки на приложенное магнитное поле в районе НТМ. При этом с ростом z происходит существенное снижение значений ΔS_m в районе T_C , что ожидаемо в связи с ферримагнитной структурой данных соединений и отрицательным вкладом в МКЭ от 3d подрешетки [7].

При исследовании соединений $R_{1-z}Y_z(\text{Co}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})_2$, где R = Dy, Ho, Er, Tm, были обнаружены интересные особенности, такие, как

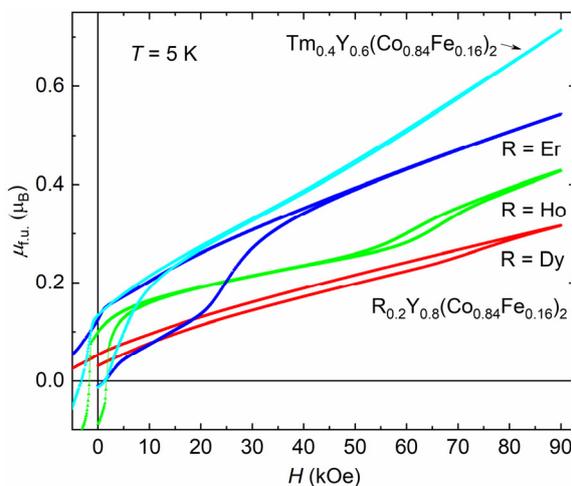


Рис.3 Зависимости $\mu_{f.u.}(H)$ при $T = 5 \text{ K}$ для $R_{1-z}Y_z(\text{Co}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})_2$ с метамагнитным переходом.

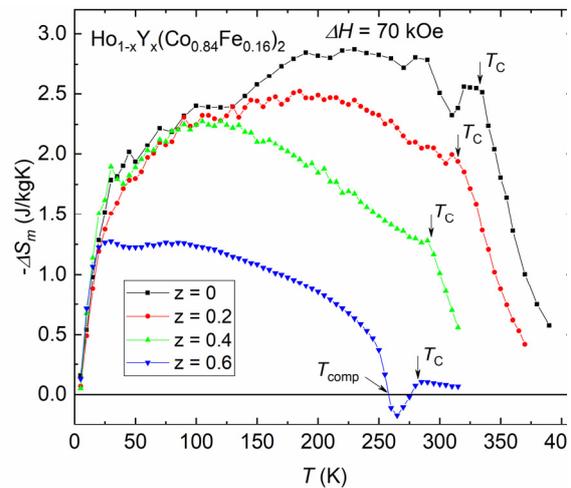


Рис.2 Зависимости $\Delta S_m(T)$ при $\Delta H = 70 \text{ kOe}$ для $\text{Ho}_{1-z}\text{Y}_z(\text{Co}_{0.84}\text{Fe}_{0.16})_2$.

возникновение метамагнитных переходов на полевых зависимостях намагниченности при $T < 50 \text{ K}$ и $z = 0.8$ для Dy, Ho, Er и 0.6 для Tm (рисунок 3), а также локальные максимумы значений T_C на зависимостях $T_C(z)$ [6–8]. Причиной возникновения метамагнитных переходов для случая ориентации μ_{3d} вдоль направления внешнего магнитного поля (H) может быть изменение основного состояния

ионов Со в больших магнитных полях. В случае ориентации μ_R вдоль H увеличивается эффективное поле, действующее на атомы R [9].

На рисунке 4 представлены полученные концентрационные зависимости температур Кюри, компенсации (T_{comp}) и спиновой переориентации (T_{sr}) для составов с $R = Dy, Ho, Er, Tm$. Видно, что с ростом N_R уменьшается концентрация иттрия, при которой наблюдается локальный максимум значений T_C . Обращает внимание, что на концентрационных зависимостях T_C наблюдаются аномалии в отличие от концентрационных зависимостей других параметров, таких, как параметр кристаллической решетки (a), T_{comp} и результирующий магнитный момент ($\mu_{f.u.}$) в магнетонах Бора (μ_B) при $T = 5$ К и $H = 90$ кЭ [6-8], изменение которых монотонны.

Для ослабления 4f-3d обменного взаимодействия, без уменьшения доли РЗМ, была исследована серия соединений $Ho((Co_{1-y}Ni_y)_{0.84}Fe_{0.16})_2$, в которых Со заменялся на более слабый в магнитном отношении Ni. Установлено, что при замене Со на Ni линейно уменьшается параметр кристаллической решетки, но при этом T_C уменьшается нелинейно, при замещении Со на Ni с шагом 25% вначале T_C снижается на 113 К, далее – на 48 К, следующие изменения T_C происходят в интервале 11 К. Данное нелинейное изменение T_C можно связать с возможной неэквивалентной заменой ионов Со на Ni, например, если Ni в первую очередь замещает позиции Со, наиболее близкие к позициям ионов Fe, что обуславливает сильное уменьшение 3d-3d обменного взаимодействия уже при $y = 0.25$.

Определенные зависимости параметра магнитокалорического эффекта $\Delta S_m(T)$ для этих соединений представлены на рисунке 5. Из рисунка следует, что при $y \leq 0.50$ вид кривых зависимостей $\Delta S_m(T)$ остается платоподобной с небольшим приростом значений ΔS_m в T_C . При $y > 0.50$ происходит существенный рост значений ΔS_m вблизи НТМ (при $T \approx 35$ К), что

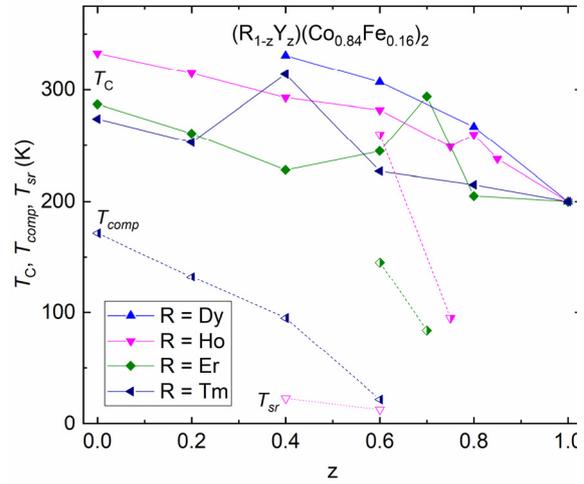


Рис.4 Концентрационные зависимости T_C , T_{comp} , T_{sr} для $R_{1-z}Y_z(Co_{0.84}Fe_{0.16})_2$.

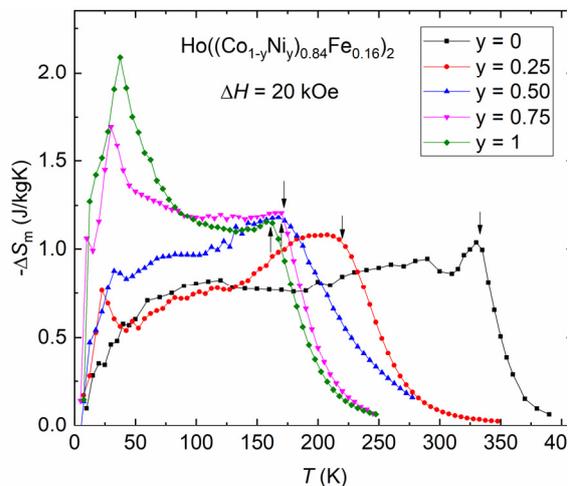


Рис.5 Зависимости $\Delta S_m(T)$ при $\Delta H = 20$ кОе для $Ho((Co_{1-y}Ni_y)_{0.84}Fe_{0.16})_2$. Стрелками обозначены T_C .

является следствием значительного уменьшения 4f-3d обменного взаимодействия.

Работа выполнена в рамках программы Приоритет 2030 (закупка № ПРТС48С2Б13.3-23).

- [1] E.Burzo, I.G.Pop, D.N.Kozlenko, J. Optoelectron. Adv. Mater. **12**(5), 1105–1113 (2010).
- [2] N.A.deOliveira, P.J.vonRanke, M.V.TovarCosta, A.Troper, Phys. Rev. B: Condens. Matter **66**, 094402 (2002).
- [3] X.B.Liu, Z.Altounian, J. Appl. Phys. **103**, 07B304 (2008).
- [4] M.Anikin, E.Tarasov, N.Kudrevatykh, A.Inishev, M.Semkin, A.Volegov, A.Zinin, J. Magn. Magn. Mater. **418**, 181–187 (2016).
- [5] М.С.Аникин, Е.Н.Тарасов, Н.В.Кудреватых, А.А.Инишев, А.В.Зинин, МиТОМ **758**(8), 36-41 (2018).
- [6] M.S. Anikin, E.N.Tarasov, N.V.Kudrevatykh, D.S.Neznakhin, M.A.Semkin, N.V.Selezneva, S.V.Andreev, A.V.Zinin, J. Phys.: Condens. Matter **33** 275801 (2021).
- [7] М.С.Аникин, Е.Н.Тарасов, Д.С.Незнахин, М.А.Сёмкин, Н.В.Селезнёва, С.В.Андреев, М.В.Рагозина, А.В.Зинин, Физика тв. тела, **63**(11), 1795-1800 (2021).
- [8] М.С.Аникин, Е.Н.Тарасов, Д.С.Незнахин, М.А.Сёмкин, С. В.Андреев, Н.В.Селезнёва, М.В.Рагозина, Е.В.Потапов, А.В.Зинин, Физ. мет. металловед **123**(4), 436-442 (2022).
- [9] P.E.Brommer, I.S.Dubenko, J.J.M.Franse, F.Kayzel, N.P.Kolmakova, R.Z.Levitin, A.S.Markosyan, A.Yu.Sokolov, Physica B **211**, 155-157 (1995).

Определение рода магнитных фазовых переходов посредством исследования магнитокалорического эффекта в переменных магнитных полях

Алиев А.М., Гамзатов А.Г., Алисултанов З.З.
Институт физики ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия
e-mail: lowtemp@mail.ru

При исследовании магнитокалорического эффекта в переменных магнитных полях исследуемый материал подвергается воздействию переменного магнитного поля $H = H_0 \sin \omega t$, где H_0 – амплитудное значение магнитного поля, ω – циклическая частота магнитного поля. Температурный отклик материала на воздействие переменного магнитного поля может быть представлен в виде $\Delta T = \pm \Delta T_0 |\sin(\omega t - \varphi)|$, где ΔT_0 – амплитудное значение изменения температуры, φ – сдвиг фазы между магнитным полем и температурным откликом образца. При классическом прямом измерении МКЭ, мы получаем только значение адиабатического изменения температуры ΔT , а при измерении в переменном поле, мы получаем значения двух параметров – ΔT и сдвига фазы φ . Последний параметр может дать ценную информацию о поведении магнитной системы в переменных магнитных полях и об особенностях магнитных фазовых переходов.

В данной работе приведены результаты прямых измерений МКЭ в переменных магнитных полях малой амплитуды (до 3 кЭ) и частотой 0.3 Гц различных магнитокалорических материалов, а именно, сплав Гейслера $\text{Ni}_{54}\text{Mn}_{18}\text{V}_3\text{Ga}_{21}\text{In}_4$, с магнитным фазовым переходом второго рода ферромагнетик-парамагнетик с температурой Кюри $T_C = 277$ К, сплав Гейслера $\text{Ni}_{49.3}\text{Mn}_{40.4}\text{In}_{10.3}$, в котором наблюдаются три магнитных фазовых переходов: высокотемпературный фазовый переход второго рода ферромагнитный аустенит-парамагнитный аустенит, с температурой Кюри 319.5 К, магнитоструктурный фазовый переход мартенсит – аустенит, с температурами Нееля $T_N = 224$ К в режиме нагрева, и 210 К в режиме охлаждения, и в мартенситной фазе, при дальнейшем охлаждении, образец переходит в ферромагнитное состояние с температурой Кюри $T_C = 149$ К, сплав $\text{Fe}_{48}\text{Rh}_{52}$, в котором наблюдается фазовый переход первого рода из низкотемпературной антиферромагнитной фазы в высокотемпературную ферромагнитную фазу, с температурой Нееля $T_N = 319$ К в режиме нагрева, и 310 К в режиме охлаждения. Фазовый переход сопровождается резким изменением параметров решетки, соединение MnAs , с фазовым переходом первого рода ферромагнетик-парамагнетик, с температурой Кюри $T_C = 317$ К в режиме нагрева и 304 К в режиме охлаждения.

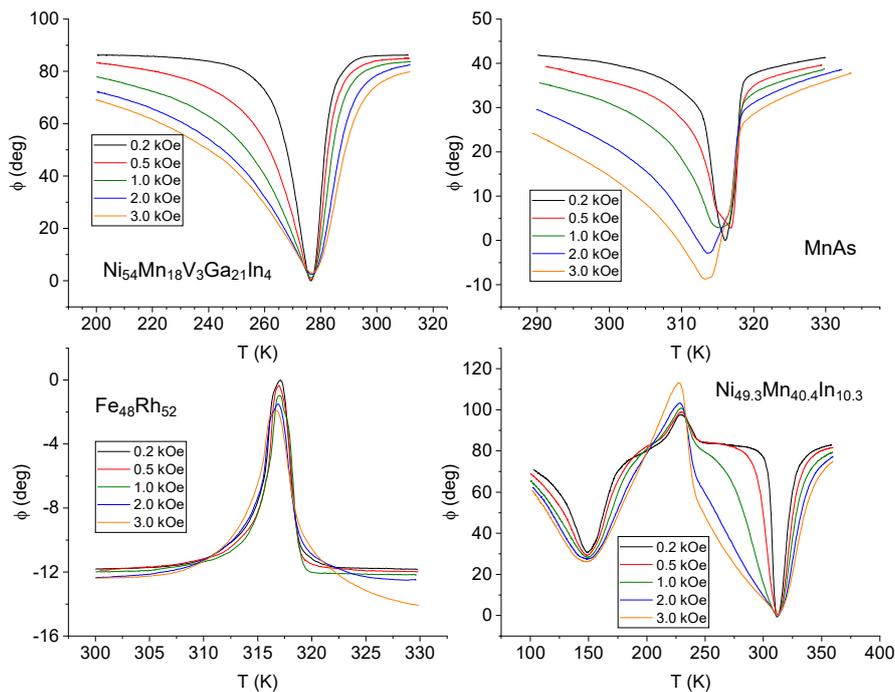


Рис.1 Сдвиг фазы между приложенным магнитным полем и температурным откликом образца, обусловленным МКЭ

В исследованных составах обнаружена сильная зависимость сдвига фазы от величины магнитного поля в области фазовых переходов первого рода, в то время как в точке фазового перехода второго рода сдвиг фазы почти не зависит от магнитного поля (рис.1). Наблюдаемые результаты можно объяснить на основе флуктуационно-диссипационной теоремы. В точке фазового перехода второго рода сильно развиты флуктуации параметра порядка, и они статичны, а в точке фазового перехода первого рода флуктуации зависят от времени, и быстро затухают. Это приводит к тому, что в точке фазового перехода второго рода не должно быть отставания между возмущением (магнитным полем) и откликом, в данном случае – сигнала с термопары. В то же время, из-за короткого времени жизни флуктуаций в области фазовых переходов первого рода, будет наблюдаться зависимость сдвига фазы от величины возмущающей силы или ее частоты. Также показано, что аномалии сдвига фазы хорошо проявляются в области некоторых магнитных фазовых переходов, например, спин-переориентационных переходов, которые обычно слабо проявляются на других физических параметрах, таких как намагниченность, теплоемкость, и др. Полученные результаты показывают, что посредством изучения сдвига фазы при исследовании МКЭ в переменных магнитных полях малой амплитуды можно обнаружить некоторые тонко проявляющиеся магнитные фазовые переходы, а также определить род магнитных фазовых переходов.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда №. 22-19-00610.

Нелинейные силовые явления в процессах взаимодействия ферромагнетика и сверхпроводника при различных температурах

Осипов М.А., Стариковский А.С., Абин Д.А., Мартиросян И.В.,
Руднев И.А.

*Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия
e-mail: max.vfk@gmail.com*

Высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) обладают значительным потенциалом для использования в системах на основе магнитосилового взаимодействия: подшипниках, левитирующего транспорта, кинетических накопителей энергии [1-2]. Актуальным на данный момент сверхпроводящим материалом, являются гибкие композитные сверхпроводящие ленты второго поколения (ВТСП-ленты), технологии создания которых активно развиваются в последние годы.

При охлаждении ниже критической температуры, ВТСП второго рода обладают как свойством выталкивать магнитное поле за счет эффекта Мейсснера, что приводит к отталкиванию, так и частично пропускать магнитное поле в виде вихрей Абрикосова при внешних полях, больше первого критического поля, а также при охлаждении во внешнем поле. При закреплении данных вихрей на дефектах сверхпроводник запоминает конфигурацию магнитного поля, что приводит к возникновению возвращающих сил при смещении из исходного положения. Комбинация этих эффектов приводит к сложному нелинейному поведению силы взаимодействия от взаимного положения сверхпроводника и магнита.

На динамику изменения силы от взаимного положения сверхпроводника и ферромагнетика оказывают сильное влияние такие факторы, как предыстория охлаждения (охлаждение в нулевом поле или охлаждение в поле), пространственная структура сверхпроводника и ферромагнетика, а также температура сверхпроводника. Несмотря на относительно большое число работ, посвященных динамике силы взаимодействия сверхпроводника с ферромагнетиком, нет комплексных исследований влияния температуры на нелинейную зависимость силы левитации в системах со сложной конфигурацией.

Ранее нашей научной группой были представлены результаты исследования влияния различных конфигураций ВТСП-лент и сборок ферромагнетика на динамику силового взаимодействия. В том числе были проведены исследования взаимодействия кольцевых незамкнутых обмоток и кольцевых магнитов в осесимметричной конфигурации [3]. Также были представлены исследования влияния температуры на динамику поведения силового взаимодействия между сверхпроводником и ферромагнетиком в простых конфигурациях при взаимном перемещении сверхпроводника и

ферромагнетика вдоль оси симметрии [4] и перпендикулярно оси симметрии [5].

Данная работа является продолжением серии исследований и посвящена исследованию влияния температуры на нелинейную зависимость силы левитации в системах со сложной конфигурацией. Сверхпроводник выполнен в виде кольцевых обмоток из ВТСП-лент. Исследования проведены в диапазоне температур от 35К до 80К. Исследовано влияние количества слоев композитных лент на динамику силового взаимодействия. Показано, что температура оказывает сильное влияние на динамику силового взаимодействия при высоких температурах, однако при температурах ниже 65К, влияние температуры заметно снижается. Также показано, что увеличение числа слоев приводит к росту силы взаимодействия во всем диапазоне температур до определенного числа лент, после которого величина силы левитации уже не изменяется из-за взаимной магнитной экранировки лент.

Моделирование описанной системы проводилось с использованием метода конечных элементов, который был реализован с использованием общей формы дифференциальных уравнений пакета программного обеспечения Comsol Multiphysics. Задача решалась при помощи комбинирования Н и Т-А формулировок. в терминах компонент магнитного поля. Результаты моделирования хорошо совпадают с полученными экспериментальными данными и позволяют понять механизмы проникновения магнитного потока в сверхпроводник, влияние температуры на эти механизмы и проводить предсказание нелинейного поведения силового взаимодействия в системах.

Полученные результаты несут как фундаментальную значимость в силу объяснения нелинейной динамики силового взаимодействия на основе механизмов проникновения магнитного потока в ВТСП-ленты сложных конфигураций при различных температурах, так и имеют практическую значимость для разработки бесконтактных подшипников на основе композитных сверхпроводниковых лент.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-19-00394, <https://rscf.ru/project/23-19-00394/>.

- [1] F N Werfel et al, Supercond. Sci. Technol. **25**, 014007 (2012).
- [2] Bernstein, P., & Noudem, J. G. Supercond. Sci. Technol. **33** 033001 (2020).
- [3] Osipov, M., Anishenko, I., Starikovskii, A., Abin, D., Pokrovskii, S., Podlivaev, A., Rudnev, I. Supercond. Sci. Technol. **34** (3), 035033 (2021).
- [4] Osipov, M., Starikovskii, A., Anishenko, I., Pokrovskii, S., Abin, D., Rudnev, I. Supercond. Sci. Technol. **34** (4), 045003 (2021).
- [5] Osipov, M., Starikovskii, A., Anishenko, I., Pokrovskii, S., Abin, D., Rudnev, I., Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 546, 168896 (2022).

Фазовые переходы в композите $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$

Удод Л.В.^{1,2}, Аплеснин С.С.^{1,2}, Ситников М.Н.², Романова О.Б.¹

¹ИФ СО РАН, 660036, Красноярск, Академгородок 50, стр.38

²СибГУ им. М.Ф. Решетнева, 660014, Красноярск, пр. Красноярский рабочий, 31

E-mail: luba@iph.krasn.ru

В современной технике и технологии появилась тенденция к переходу от традиционных однофазных материалов к композитам, которые способны выдерживать экстремальные условия эксплуатации (низкие температуры, воздействие агрессивных сред, высокую влажность и др.). Композитные соединения, имеющие в своем составе соединения с разным типом кристаллических структур и магнитного порядка, проявляют улучшенные физические свойства, такие как электрические, магнитные, магнитоэлектрические, магнитострикционные, пьезоэлектрические и др. Сосуществование в многофазных соединениях ферроэлектрических, ферромагнитных или антиферромагнитных свойств широко используется в многофункциональных устройствах памяти и в спинтронике.

Изучен композит $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9\text{-BiFeO}_3$ с соотношением 90-94 % антиферромагнитного BiFeO_3 и 6 % муллита $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$. Установлено сосуществование нескольких магнитных состояний в области гелиевых температур, а именно ядра с ферромагнитным порядком и антиферромагнитной оболочкой, *super spin glass* в интерфейсе и асимметричной петлей гистерезиса [1].

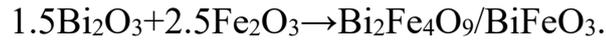
Муллит $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ относится к классу мультиферроиков, при комнатной температуре является парамагнетиком. При $T=264\pm 3$ К объемный $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ переходит в антиферромагнитное состояние. Магнитные свойства поликристаллического $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ зависят от способа получения и размера кристаллитов. Кристаллическая структура является орторомбической с пространственной группой *Pbam*.

Феррит висмута BiFeO_3 также относится к мультиферроикам и характеризуется сильной взаимосвязью между магнитной и ферроэлектрической подсистемами, высокой температурой магнитного $T_N\sim 643$ К и сегнетоэлектрического $T_C\sim 1083$ К упорядочения. BiFeO_3 ромбоэдрический с пространственной группой *R3c*. Кристаллическая структура BiFeO_3 допускает сосуществование антиферромагнитной и сегнетоэлектрической фаз.

Целью данной работы является, определение влияния технологии синтеза, концентрации фаз композита $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$ и размера его частиц на структурные и магнитные свойства.

Эксперимент

Синтез композитного соединения осуществлялся методом твердофазной реакции по следующей схеме:



В качестве исходных веществ использовались оксиды Bi_2O_3 и Fe_2O_3 марки «о.с.ч».

Рентгенографический анализ выполнен на порошковом дифрактометре Bruker D8 ADVANCE. Морфология, качественный и полуколичественный элементарный состав, также элементарный энергодисперсионный анализ синтезированного композита исследовались на сканирующих электронных микроскопах Hitachi SU3500 и TM 4000.

Магнитные свойства исследованы на установке PPMS-9 в диапазоне температур до 300 К и магнитных полей $-6 < H < 6$ Т в двух режимах. В режиме ZFC (Zero-Field Cooling) образец охлаждался до температуры жидкого гелия в отсутствие магнитного поля, затем включалось магнитное поле $H=1000$ Ое и проводили измерение магнитного момента в режиме нагревания образца. В режиме FC (Field Cooling) образец охлаждался в магнитном поле 1000 Ое, затем измерялся магнитный момент в магнитном поле 1000 Ое.

Магнитострикция определялась через изменение линейных размеров образца (dL/L) в магнитном поле путем измерения электросопротивления тензодатчиков. Образец с прикрепленным тензодатчиком помещался между полюсами электромагнита. Величина коэффициента магнитострикции образца рассчитывалась по следующей формуле:

$$\lambda = \frac{R_H - R_0}{R_0}$$

где R_H и R_0 сопротивление тензодатчика, измеренное в магнитном поле и нулевом магнитном поле.

Обсуждение результатов

1. Рентгенографический анализ и морфология

Согласно рентгенографическому анализу, композитное соединение $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9 / \text{BiFeO}_3$ состоит из $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ (67%) и BiFeO_3 (33%).

Микрофотография поверхности композита $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9 / \text{BiFeO}_3$ (рис.1) показывает наличие пор в образце; кристаллиты $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ плотно распределены по образцу и находятся в окружении меньших по размеру частиц BiFeO_3 . Средний размер кристаллитов $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ составляет 1.5-4.0 μm . Размеры зерен BiFeO_3 меньше разрешающей способности прибора 100 нм. Анализ дифракции с использованием обратно отражённых электронов установил две орторомбические кристаллические фазы $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ и BiFeO_3 с пространственными

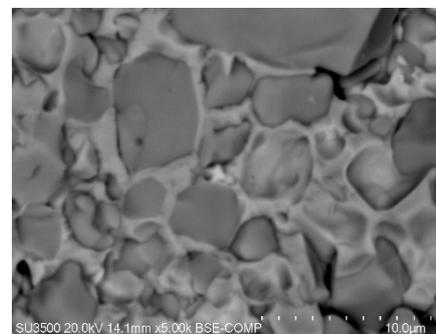


Рис. 1 Микрофотография $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9 / \text{BiFeO}_3$

группами R_{3c} и R_{3c} , что согласуется с данными рентгенографического анализа.

2. Магнитные свойства

Композит $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$ проявляет антиферромагнитные свойства. Магнитная восприимчивость плавно растет при нагревании выше 40 К и при $T = 250$ К имеет особенность типа кинка (рис.2а), которая отсутствует в монокристалле муллита $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$. Выше температуры перехода $T = 250$ К наблюдается широкий максимум магнитной восприимчивости.

Зависимость намагниченности от поля имеет гистерезис и не достигает насыщения. Коэрцитивное поле H_c от температуры (вставка рис.2b) проходит через максимум при $T = 50$ К и исчезает при 150 К. Величина остаточной намагниченности при нагревании уменьшается, при $T = 4.2$ К остаточная намагниченность равна 0,0015 emu/g и при $T = 150$ К резко уменьшается в 3.5 раза (рис. 2b).

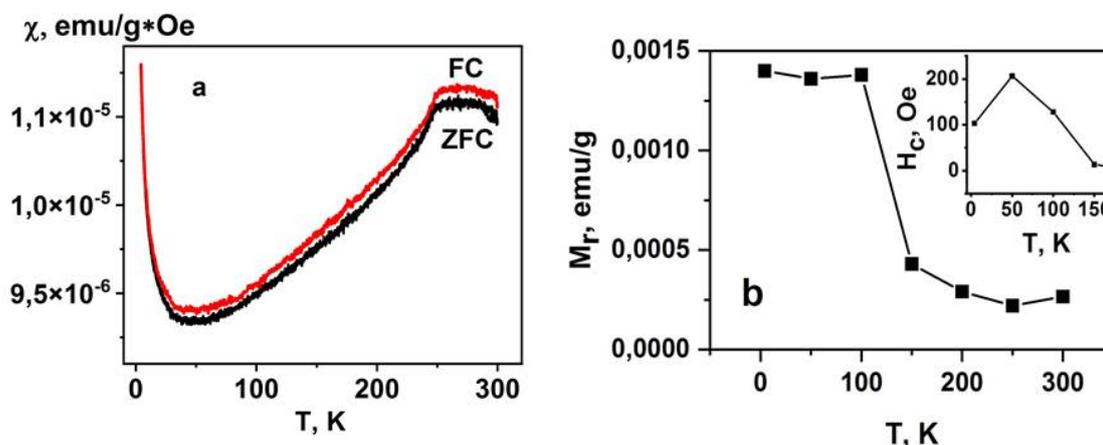


Рис.2 а) температурная зависимость восприимчивости $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$.
 б) температурная зависимость остаточной намагниченности $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$.
 На вставке изображена температурная зависимость коэрцитивного поля $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$.

BiFeO_3 описывается пространственной модулированной антиферромагнитной структурой с периодом циклоиды $\lambda_c \approx 62$ nm и обнаруживает спин стекловое поведение ниже 160 К. В поликристаллическом феррите висмута BiFeO_3 образуется нескомпенсированный магнитный момент, если размер кристаллита сравним с периодом циклоиды. Предполагаем, что размер кристаллита в нашем образце порядка длины волны циклоиды. В области температуры магнитного фазового перехода, связанного с замораживанием магнитных моментов, 140-160 К, наблюдаются аномалии коэффициента теплового расширения, магнитоstriction и затухания звука [2].

Полевая зависимость намагниченности чистого BiFeO_3 обнаруживает гистерезис при $T = 5$ и 300 К и выходит на насыщение. Намагниченность BiFeO_3 мала и линейно растет с увеличением магнитного поля. Магнитный

гистерезис в $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9$ сильно зависит от размеров кристаллитов и исчезает выше критического значения 1 мкм. Средний размер нанокристаллитов муллита нашего образца находится в интервале 2-4 мкм, поэтому муллит не дает вклада в магнитный гистерезис $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$. Значит, магнитный гистерезис обусловлен наночастицами феррита висмута BiFeO_3 . Образование гистерезиса ниже критической температуры связано с взаимодействием двух фаз, является свойством композита.

3. Магнитоупругость

На рис.3 показана температурная зависимость коэффициента магнитоупругости композита $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$. Наблюдается зависимость величины магнитоупругости от магнитного поля. В области перехода в BiFeO_3 при $T=140$ К, константа магнитоупругости линейно увеличивается с ростом магнитного поля. При 200 К коэффициент магнитоупругости меняет знак, что связано с изменением магнитоупругих констант. Возможно, при этой температуре происходит спиноориентационный переход в BiFeO_3 , что коррелирует с температурой смягчения рамановской моды E3 на частоте 268 см^{-1} . Частоты фононных мод определяются модулем упругости, поэтому смещение линий комбинационного рассеяния указывает на изменение магнитоупругой константы. Исследование спин-фононного взаимодействия методом ИК спектроскопии в BiFeO_3 выявило при $T=213$ К две новые фононные моды E и A1, которые приписываются колебаниям Fe^{3+} в октаэдре FeO_6 . С понижением температуры интенсивность этих мод увеличивается из-за сжатия решетки. В области температуры магнитного фазового перехода в муллите, 250-260 К константа магнитоупругости меняет знак. Муллит, так же как и феррит висмута обладает магнитоупругим взаимодействием. При комнатной температуре и выше положительная константа магнитоупругости связана с ферритом висмута.

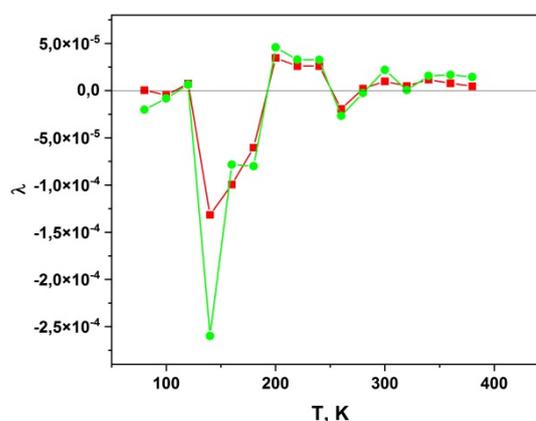


Рис.3 Температурная зависимость коэффициента магнитоупругости $\text{Bi}_2\text{Fe}_4\text{O}_9/\text{BiFeO}_3$ в магнитных полях $H=6$ Oe (квадраты) и $H=12$ Oe (кружки).

[1] T. Maity, S. Roy, JMMM. **494**, 165783 (2020).

[2] L.V. Udod, S.S. Aplesnin и др. J. All. Compounds **958** (2023) 170445.

Магнитные взаимодействия в квази-низкоразмерных соединениях на основе меди

Пчёлкина З.В.

Институт физики металлов ИФМ УрО РАН, Екатеринбург, Россия

e-mail: pchelkzl@mail.ru

Соединения переходных металлов, при понижении температуры могут переходить в состояние с дальним магнитным порядком. С другой стороны этому может препятствовать фрустрация обменных взаимодействий или понижение размерности магнитной подсистемы. Это может приводить к основному состоянию по типу спиновой жидкости, со щелью или без. Довольно редко встречаются ситуации, когда в одном соединении два этих состояния сосуществуют. Недавно такая ситуация была обнаружена в соединении $\text{Pb}_2\text{Cu}_{10}\text{O}_4(\text{SeO}_3)_4\text{Cl}_7$, где $(\text{Cu}^{2+})_7$ кластеры соединенных через вершину $(\text{Cu}^{2+})_4$ тетраэдров сосуществуют с $(\text{Cu}^{2+})_2$ димерами, не дающими вклад в магнитный отклик [1].

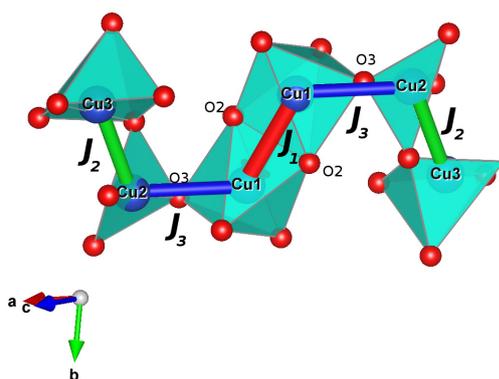


Рис. 1. Cu_6O_{12} гексамер в кристаллической структуре $\text{Cu}_3\text{TeO}_3(\text{SO}_4)_2$. Линиями обозначены пути обменных взаимодействий внутри гексамера J_1 - J_3 .

В данной работе мы исследовали электронную структуру и обменные взаимодействия двух недавно синтезированных соединений, содержащих ионы меди: $\text{Cu}_3\text{TeO}_3(\text{SO}_4)_2$ [2] и $\text{PbCu}(\text{SeO}_4)(\text{OH})_2$ [3]. Кристаллическая структура безводного теллурит-сульфата меди $\text{Cu}_3\text{TeO}_3(\text{SO}_4)_2$ образована гексамерами $[\text{Cu}_6\text{O}_{22}]$ полиэдров CuO_x , соединенных между собой в трехмерный каркас теллуритными и сульфатными группами. Расчет в рамках теории функционала плотности DFT (Density Functional Theory) с учетом корреляционных эффектов для 3d-оболочки Cu в подходе DFT+U приводит к изоляторному основному состоянию. Рассчитанные обменные взаимодействия внутри гексамера (Рис. 1) и между гексамерами показывают, что треть ионов Cu^{2+} образуют димеры с $J_1=439$ К, которые не дают вклад в магнитный отклик, а антиферромагнитный дальний порядок с $T_N=13$ К устанавливается за счет более слабых обменных взаимодействий между гексамерами. Таким образом, соединение $\text{Cu}_3\text{TeO}_3(\text{SO}_4)_2$ является редким примером сосуществования спиновых синглетов и дальнего магнитного порядка, представленных ионами меди.

В данной работе мы исследовали электронную структуру и обменные взаимодействия двух недавно синтезированных соединений, содержащих ионы меди: $\text{Cu}_3\text{TeO}_3(\text{SO}_4)_2$ [2] и $\text{PbCu}(\text{SeO}_4)(\text{OH})_2$ [3]. Кристаллическая структура безводного теллурит-сульфата меди $\text{Cu}_3\text{TeO}_3(\text{SO}_4)_2$ образована гексамерами $[\text{Cu}_6\text{O}_{22}]$ полиэдров CuO_x , соединенных между собой в трехмерный каркас теллуритными и сульфатными группами. Расчет в рамках теории функционала плотности DFT (Density Functional Theory) с учетом корреляционных

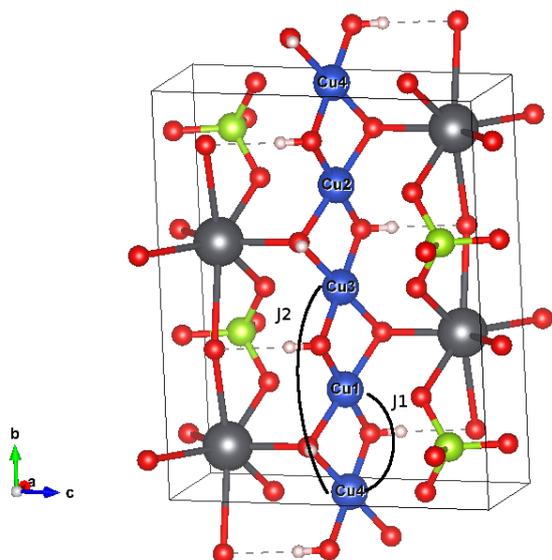


Рис. 2. Кристаллическая структура $\text{PbCu}(\text{SeO}_4)(\text{OH})_2$. Линиями обозначены пути обменных взаимодействий в цепочке J_1, J_2 .

$J_1/J_2=0.5$ основным состоянием такой цепочки будет состояние Маджумдара-Гоша, которое является суперпозицией спиновых синглетов. С помощью подхода DFT+U были рассчитаны следующие значения обменных взаимодействий для $\text{PbCu}(\text{SeO}_4)(\text{OH})_2$: $J_1=-103$ К, $J_2=54$ К, что ставит $\text{PbCu}(\text{SeO}_4)(\text{OH})_2$ очень близко к критической точке Маджумдара-Гоша. Однако, в $\text{PbCu}(\text{SeO}_4)(\text{OH})_2$ имеются слабые межцепочечные взаимодействия (~ 6 К), приводящие к дальнему магнитному порядку при $T_N=4.3$ К. Мы также обсудим формирование 1D цепочек в структурах на основе перовскита на примере $\text{Pb}_2\text{CuMoO}_6$.

Данная работа была выполнена при поддержке Российского Научного Фонда в рамках проекта 23-42-00069.

- [1] A.N. Vasiliev, P.S. Berdonosov, E.S. Kozlyakova, O.V. Maximova, A.F. Murtazoev, V.A. Dolgikh, K.A. Lyssenko, Z.V. Pchelkina, D.I. Gorbunov, S.H. Chung, H.-J. Koo, M.-H. Whangbo, Dalton Transactions **51**, 15017 (2022).
- [2] A. F. Murtazoev, P. S. Berdonosov, K. A. Lyssenko, V. A. Dolgikh, Z. V. Pchelkina, K. V. Zakharov, M. Y. Geidorf, T. M. Vasilchikova, O. S. Volkova, A. N. Vasiliev, направлено в печать.
- [3] M. Markina, K. Zakharov, Y. Ovchenkov, G. Pashkov, K. Lyssenko, P. Berdonosov, Z. Pchelkina, A. Vasiliev, Materials **15**, 7860 (2022).

$\text{PbCu}(\text{SeO}_4)(\text{OH})_2$ является селеновым аналогом природного минерала линарита. Это соединение содержит хорошо разделенные цепочки плакеток CuO_4 (Рис. 2). Соответствующая спиновая модель представляет собой альтернированные цепочки со спином $1/2$. В такой цепочке конкурирующие обменные взаимодействия, ферромагнитное между ближайшими соседями J_1 и антиферромагнитное между следующей соседями J_2 , могут привести к различным экзотическим основным состояниям в зависимости от соотношения J_1/J_2 . Например, при соотношении

Фазовые переходы в доменной структуре пленки феррита-граната

Сирюк Ю.А.¹, Безус А.В.¹, Бондарь Е.Д.¹, Капшуков Р.А.¹, Кононенко В.В.²

¹ Донецкий государственный университет, Донецк, ДНР, Россия

e-mail: a.bezus@donnu.ru

² Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина, Донецк, ДНР, Россия

e-mail: juliasiryuk@gmail.com

Экспериментально изучены индуцированные фазовые переходы (ФП) в доменной структуре магнитоодноосной пленки феррита-граната. Показано, что фазовые переходы в доменной границе вызывают фазовые переходы в решетке цилиндрических магнитных доменов и определяют вид этих переходов.

При формировании решетки ЦМД импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости пленки, то создается доменная граница (ДГ) ЦМД, имеющая сложную структуру. В границе ЦМД создается большое число поворотов спинов двух направлений (полярностей), как левовинтовых, так и правовинтовых. Линия, разделяющая два участка стенки Блоха с различными полярностями, проходит вертикально через пленку, и такую структуру назвали вертикальной линией Блоха (ВБЛ). Число линий Блоха в ЦМД должно быть четным, т.е. в стенке ЦМД могут находиться только пары линий Блоха. Длина окружности ЦМД представляет собой граничное условие, которое заставляет линии Блоха сближаться до интервала $S = \pi d / 2N$, где d – диаметр ЦМД, N – число оборотов спинов, S – расстояние между ВБЛ. Для ЦМД с диаметром 4–13 мкм получено максимальное значение $N = 90$, что соответствует 180 линиям ВБЛ [1].

Цель работы – показать, что индуцированные магнитным полем фазовые переходы в доменной границе вызывают фазовые переходы в доменах, решетке ЦМД и определяют вид этих переходов.

Для исследования выбрана пленка с развитой поверхностью $\langle 111 \rangle$, выращенная методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний галлиевой подложке состава $(\text{TmBi})_3(\text{FeGa})_5\text{O}_{12}$. Толщина пленки $h = 8.4$ мкм. При комнатной температуре фактор качества $Q > 5$. При такой величине фактора качества в доменной границе действием импульсного магнитного поля создаются вертикальные блоховские линии [1].

В работе используется два внешних магнитных поля с векторами напряженности перпендикулярными плоскости пленки: постоянное двух направлений (поле смещения H_{CM}) и монополярное импульсное. Исследования проведены при температуре $T = 300\text{K}$. Доменная структура наблюдается благодаря эффекту Фарадея.

В работе исследуется два вида решеток ЦМД. Первая – РЦД₁, формируется импульсным магнитным полем, перпендикулярным плоскости

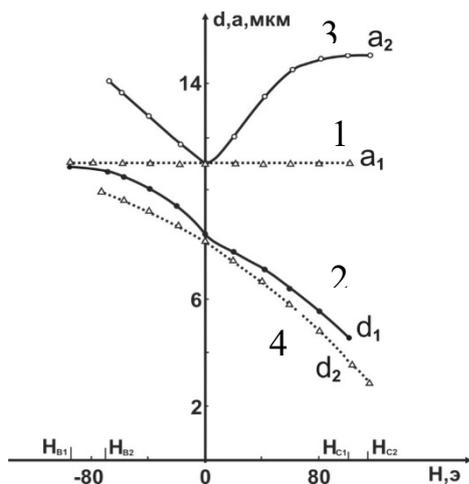


Рис.1. Полевая зависимость параметров РЦД₁ и РЦД₂ пленки: 1, 2–а, d РЦД₁, 3, 4–а, d РЦД₂.

плотности устойчивый домен [1]. В теоретических работах [1] предполагалось, что жесткие ЦМД квантуются, т.е. могут иметь дискретные состояния, различающиеся числом ВБЛ в ДГ.

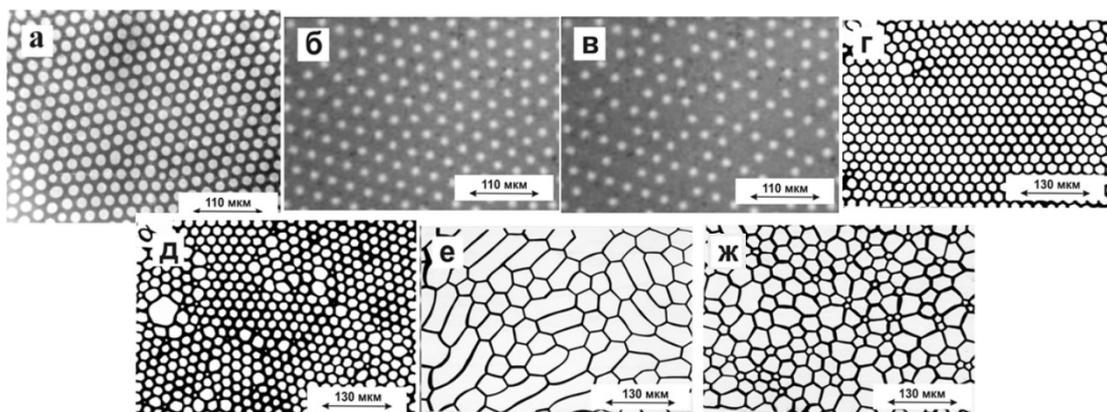


Рис.2. Виды ДС при разных магнитных полях пленки: А–РЦД ($H = 0$), Б– $H > 0$, В– $H = H_K$, Г–сотовая ДС ($H < 0$), Д–ДС после “взрыва” СДС₁, Е– “сети”, Ж–ДС после “взрыва” СДС₂.

На рис.1 показана полевая зависимость параметров решеток РЦД₁ и РЦД₂. Из рисунка видно, что в поле смещения, антипараллельном намагниченности внутри ЦМД, диаметры ЦМД обеих решеток d_1 и d_2 уменьшаются с увеличением поля (рис.1, кривые 2 и 4; рис.2б). Периоды решеток РЦД₁ и РЦД₂ с увеличением поля изменяются иначе. Период РЦД₁ с ростом поля остается постоянным, а период РЦД₂ увеличивается (рис.1, кривые 1 и 3). Это объясняется тем, что при наложении поля смещения к магнитостатической энергии решетки добавляется зеемановская энергия, плотность которой различна внутри и вне домена. Это приводит к изменению диаметра ЦМД. Но в решетке РЦД₁ эти две энергии не могут изменить количество ЦМД, поэтому период РЦД₁ остается постоянным. При величине $H = H_{K1}$

наблюдается коллапс РЦД₁, при котором исчезает каждый центральный домен гексагональной упаковки (рис.2в). Происходит фазовый переход первого рода. Нарушается магнитное равновесие системы. При этом в доменной границе ЦМД резко уменьшается количество ВБЛ [2]. При кратковременном действии импульсным магнитным полем восстанавливается плотно гексагональной решетки ЦМД с меньшей плотностью упаковки, с меньшим диаметром ЦМД и большим периодом решетки. Параметры этой решетки соответствуют параметрам решетки РЦД₂ при величине поля смещения $H = H_{K1}$.

Решетка РЦД₂, в отличие от решетки РЦД₁, формируется импульсным магнитным полем при каждом поле смещения. В ДГ решетки РЦД₂ создается меньшее количество ВБЛ ($N_2 < N_1$), чем в доменных границах РЦД₁ при одинаковой величине поля смещения. В итоге РЦД₂ обладает большей полевой устойчивостью, чем РЦД₁, т.е. поле коллапса $H_{K2} > H_{K1}$.

В работе [2] приведен подробный анализ экспериментального исследования фазовых переходов в решетке РЦД₁. В доменной границе ЦМД содержится максимальное число ВБЛ ($N/N_0 = 1$). При $H = H_{K1}$ динамическая устойчивость решетки нарушается, в РЦД₁ происходит фазовый переход первого рода. При этом уменьшается диаметр ЦМД. Длина окружности ЦМД представляет собой граничное условие, которое заставляет линии Блоха сжиматься до интервала $S = \pi d/2N$ [1]. В итоге при $H = H_{K1}$ происходит резкое уменьшение количества ВБЛ в ДГ путем аннигиляции, т.е. при фазовом переходе первого рода квантуется доменная граница, домен и решетка ЦМД. С уменьшением числа ВБЛ в доменной границе увеличивается полевой интервал устойчивости новой решетки [2].

С увеличением поля смещения наблюдается ряд последовательных ФП I рода в новых решетках ЦМД, полученных из исходной РЦД₁. Все полученные доменные структуры являются дискретными. Дискретными являются и полевые интервалы устойчивости полученных решеток ЦМД [2].

При наложении поля смещения, сонаправленного с намагниченностью внутри ЦМД, диаметры обеих решеток увеличиваются, период РЦД₁ остается постоянным, а период РЦД₂ увеличивается (рис.1). При величине поля смещения $H = H'_{C1}$ в решетке РЦД₁ каждый ЦМД приобретает форму шестиугольника, а гексагональная решетка превращается в сотовую структуру СДС₁. Число ВБЛ в ДГ сохраняется, они группируются в углах шестиугольника (рис.2г). В РЦД₁ происходит фазовый переход второго рода. При величине поля $H = H'_{C2}$ в решетке РЦД₂ тоже происходит фазовый переход второго рода в сотовую структуру СДС₂. Соотношение числа ВБЛ в ДГ обеих решеток ЦМД сохраняется: $N_1 > N_2$. Величины полей смещения, при которых происходят ФП II рода: в РЦД₁ $H = H'_{C1} = |-20Э|$; в РЦД₂ $H = H'_{C2} = |-45Э|$, т.е. $|H'_{C2}| > |H'_{C1}|$. Таким образом, при фазовом переходе второго рода в решетках РЦД₁ и РЦД₂ наблюдается следующая закономерность:

если $N_1 > N_2$, то $|H'_{C2}| > |H'_{C1}|$, т.е. решетка ЦМД с меньшим количеством ВБЛ в доменных границах более устойчива.

При дальнейшем увеличении поля смещения, сонаправленного с намагниченностью внутри домена, при $H_{CM} = H_{C1}$ в сотовой структуре СДС₁ происходит ФП I рода в ячеистую структуру (рис.1, кривые 1 и 2; рис.2д). При кратковременном действии импульсным магнитным полем эта структура превращается в новую сотовую структуру с большими параметрами (рис.2е). В сотовой структуре СДС₂ при поле $H_{CM} = H_{C2}$ происходит фазовый переход первого рода в ячеистую структуру (рис.1, кривые 3 и 4; рис.2ж). Соотношение величин полей, при которых происходят ФП I рода: $|H_{C1}| > |H_{C2}|$ при $N_1 > N_2$. При ФП I рода в сотовых структурах СДС₁ и СДС₂ число ВБЛ в ДГ уменьшается путем раскручивания.

Выводы. Экспериментально исследованы индуцированные магнитным полем смещения фазовые переходы в двух видах решеток ЦМД: РЦД₂ равновесная и РЦД₁ неравновесная. Соотношение числа линий Блоха в этих решетках: $N_1 > N_2$.

При поле смещения, антипараллельном намагниченности внутри домена, в РЦД₁ наблюдается ФП I рода в новую решетку ЦМД с большим периодом, меньшим диаметром ЦМД и меньшим числом ВБЛ в доменных границах ЦМД. При этом новая решетка имеет параметры, совпадающие с параметрами равновесной решетки РЦД₂, сформированной при поле смещения $H = H_{K1}$. С увеличением поля смещения наблюдается ряд таких же ФП I рода. Экспериментально доказана квантуемость решетки ЦМД, домена, доменной границы и полевой устойчивости полученных решеток ЦМД. С уменьшением числа ВБЛ в доменных границах ЦМД полевой интервал устойчивости решетки ЦМД увеличивается, и при простой блоховской стенке этот интервал максимален.

При поле смещения, сонаправленном с намагниченностью внутри домена в решетках РЦД₁ и РЦД₂ происходят ФП II рода в сотовую структуру СДС₁ и СДС₂. Соотношение полей фазовых переходов $|H'_{C2}| > |H'_{C1}|$ при $N_1 > N_2$. При ФП II рода цилиндрический магнитный домен приобретает форму шестиугольника; при этом сохраняется как число доменов, так и число вертикальных блоховских линий в ДГ. При дальнейшем увеличении поля в СДС₁ и СДС₂ происходят ФП I рода в ячеистую структуру. Соотношение полей фазовых переходов: $|H_{C1}| > |H_{C2}|$ при $N_1 > N_2$.

Экспериментально доказано, что фазовые переходы в ДГ не только вызывают фазовые переходы в доменной структуре, но и определяют род этих фазовых переходов.

- [1] А.Малоземов, Дж.Слонзуски, Доменные стенки в материалах с цилиндрическими магнитными доменами, Мир, Москва (1982).
- [2] Ю.А.Сирюк, А.В.Безус, Е.Д.Бондарь, В.В.Кононенко, ФТТ **61**, 1250 (2019).

Исследование спин-флуктуационного механизма спаривания в железосодержащих сверхпроводниках

Каракозов А.Е.¹, Магницкая М.В.^{1,2}

¹ *Институт физики высоких давлений им. Л.Ф. Верещагина,
РАН, Москва, Троицк, Россия
e-mail: chkara@rambler.ru*

² *Физический институт им. П.Н. Лебедева, РАН, Москва, Россия
e-mail: magnma@yandex.ru*

Исследование свойств железосодержащих сверхпроводников (далее ферропниктиды, ФП) позволяет определить величину корреляционных эффектов, прямо связанных с межзонным спин-флуктуационным (СФ) взаимодействием. (В ФП с электронными и изовалентным допированием это взаимодействие носителей электронных (e) зон с центрами в точках $X = (\pi, 0)$ и $Y = (0, \pi)$ и дырочных (h) зон, центрированных в точке Γ). Ранее уже обсуждалась недостаточность для этих целей «минимальной» модели учитывающей только две взаимодействующие изотропные s - зоны e и h . Предложенная нами 3-х зонная модель рассматривает две h -зоны, взаимодействующие с e -зоной посредством модельного СФ взаимодействия. Последнее учитывает основные установленные свойства СФ взаимодействия $V_{SF}(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$: $s+d$ симметрию, зависимость от волнового вектора, зависимость интенсивности СФ взаимодействия g от близости к антиферромагнитному (АФМ) переходу и малость размеров e и h карманов. Для межзонного e - h рассеяния на большие волновые векторы $\mathbf{k}_e - \mathbf{k}_h \sim \text{АФМ}$ вектора \mathbf{Q} СФ взаимодействие $V_{SF}(\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_h)$ принимается равным $V_{SF} \approx g(x)$ и для внутризонного e - e рассеяния на малые волновые векторы $\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_e' \ll \mathbf{Q}$ $V_{SF}(\mathbf{k}_e, \mathbf{k}_e') \approx \pm g(x) \cos(2\varphi_{X/Y}) \cos(2\varphi'_{X/Y})$, где x – мера близости к АФМ переходу. Межзонное электрон-фононное взаимодействие $U(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ считается малым, по сравнению с V_{SF} , а внутризонное, учитывая малость размеров карманов и условия симметрии, считается изотропным и одинаковым для всех зон $U(\mathbf{k}, \mathbf{k}') \approx u$. В соответствии с этим, внутризонные спаривающие взаимодействия в e -зоне $V_e(\varphi_{X/Y}, \varphi'_{X/Y}) = u(1 \pm d(x) \cos 2\varphi_{X/Y})(1 \pm d(x) \cos 2\varphi'_{X/Y})$, где φ и φ' — полярные углы, отсчитываемые от $k_{x/y}$, а $d(x)$ - коэффициент анизотропии $d(x) = \sqrt{2G_d(x)/u}$, где $G_d(x) = d$ – компонента СФ взаимодействия. Величина $x = g/u$ отношения межзонного СФ взаимодействия g к внутризонному u рассматривается как аналог меры близости к АФМ переходу или допинговой зависимости в ФП. Решения 3-х зонной системы уравнений с модельным взаимодействием $V(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ для $t = T/T_c$ имеет вид $\Delta_{1h,2h}(\mathbf{k}, t) = \Delta_{1h,2h}(t)$ для дырочных h -щелей и $\Delta_e(\mathbf{k}, t) = \Delta_e(\varphi, t) = \Delta_e(t)(1 + d(x, t) \cos 2\varphi)$, причем коэффициент анизотропии e -щели $d(x, t)$

$$\frac{d(x,t)}{d(x)} = \frac{\lambda_{1h1h}\lambda_{ee}\lambda_{2h2h}}{D} \left\{ 1 - \frac{\lambda_{e1h}\Delta_{1h}(t)}{\lambda_{1h1h}\Delta_e(t)} - \frac{\lambda_{e2h}\Delta_{2h}(t)}{\lambda_{2h2h}\Delta_e(t)} \right\} \quad (1)$$

(λ_{ij} – константы связи, D – детерминант 3-х зонной системы уравнений) из-за перенормировки межзонными s- взаимодействиями отличается от анизотропии взаимодействия спаривания $d(x)$. 3-х зонная модель описывает надежно установленные общие свойства ФП, включая допинговую эволюцию (фазовую диаграмму) ФП. Используя подобный подход, нам удалось по экспериментальной допинговой зависимости электронной теплоемкости определить структуру сверхпроводящего состояния и свойства СФ взаимодействия семейства $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ [1]. Основанный на 3-х зонной модели анализ экспериментальных данных также позволяет определить базовую теоретическую модель СФ теории для ФП (модель делокализованных электронов – слабо коррелированных волн спиновой и зарядовой плотности или орбитальную – с сильным взаимодействием спиновой и орбитальной/зарядовой степеней свободы). Используя данные допинговой (c) зависимости e и h щелей и $d(c,t)$ из работы [1] и (1) мы рассчитали зависимость коэффициента анизотропии от допинга $d(c)$. Расчёты показали, что в $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ коэффициент анизотропии СФ взаимодействия в зарядовом канале практически не зависит от допинга (от величины СФ взаимодействия в спиновом канале) $d(c) \approx 0.5$, что свидетельствует в пользу модели делокализованных электронов.

Более точные данные могут быть получены из анализа туннельных спектров ФП. Наиболее подробно исследованы туннельные спектры оптимально допированных ФП [2]. Из-за близости к АФМ переходу СФ взаимодействие в таких ФП максимально. (По результатам [1] межзонное СФ взаимодействие g сравнивается с электрон-фононным взаимодействием u : $g \approx u$). Туннельные спектры оптимально допированных ФП имеют

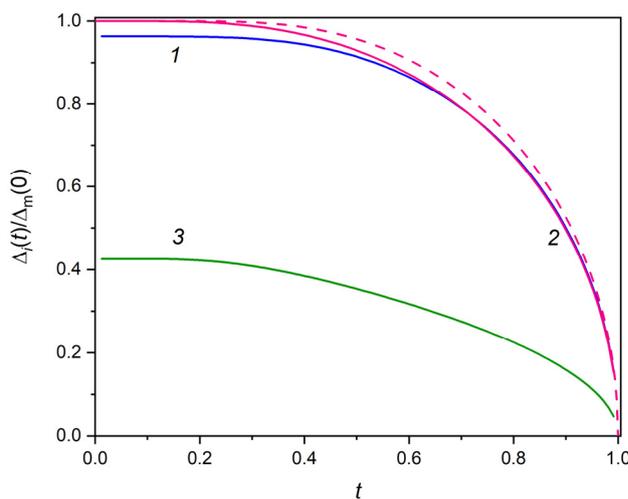


Рис.1 Зависимость нормированных щелей $\Delta_i(t)/\Delta_m(0)$ (1 и 3 дырочные, 2 – электронная щели) от температуры.

довольно сложную структуру, вследствие чего упрощенный анализ приводит к неверной оценке величины СФ взаимодействия. Особенности структуры сверхпроводящего состояния и туннельных спектров оптимально допированного ФП с достаточно сильным СФ взаимодействия $g \sim u$, $x=0.9$, анизотропией электронной щели $d(x) \sim 20\%$ и малой плотностью состояний в электронной зоне, рассчитанные нами в 3-х зонной модели, показаны на Рис. 1-3. Как

показано на Рис. 1, максимальная дырочная и электронная щели сближаются, образуя кластер со сложной температурной зависимостью (заметно отличающейся от стандартной температурной зависимости БКШ, показанной пунктиром на Рис. 1). В упрощенных моделях h - e кластер рассматривают как одну e -щель с аномальной температурной зависимостью и, на основании того, что СФ взаимодействие с малой дырочной щелью мало, считают СФ взаимодействие в ФП слабым. Рис. 2 схематично показывает вид полной туннельной плотности состояний 3-х зонного ФП при $t \rightarrow 0$. На Рис. 3 показана парциальная туннельная плотность состояний в электронной зоне при $t \rightarrow 0$. Для сравнения на Рис. 2 – 3 пунктиром показаны аналогичные зависимости для 3-х зонного изотропного сверхпроводника с такими же щелями. Из Рис. 3 видно, что максимум в $N_e(\omega)$ (и его температурная зависимость) не совпадают с $\Delta_e(t)$ на Рис. 1 на величину порядка анизотропии e -щели, поэтому стандартный упрощенный анализ покажет температурную зависимость, заметно отличающуюся от приведенной на Рис. 1.

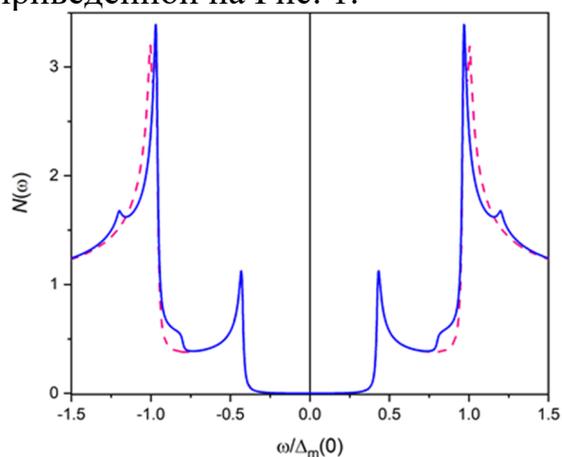


Рис.2 Полной нормированная туннельная плотность состояний.

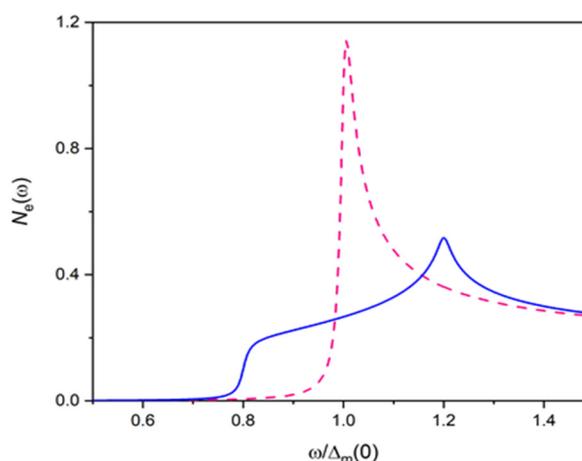


Рис.3 Нормированная туннельная плотность состояний в e -зоне.

Приведенные примеры показывают, что рассмотренная выше 3-х зонная модель с анизотропным спин-флуктуационным межзонным взаимодействием имеет основания использоваться как базовая «минимальная» модель для исследования структуры сверхпроводящего состояния, спин-флуктуационного взаимодействия и механизмов спаривания в ферропниктидах.

- [1] Karakozov A.E., Magnitskaya M.V., Kadyrov L.S., Gorshunov V.P. // Phys. Rev. B. 2019. V. 99. № 5. P. 054504
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.054504>
- [2] Кузьмичева Т.Е., Кузьмичев С.А., Михеев М.Г., Пономарёв Я.Г., Чесноков С.Н., Пудалов В.М., Хлыбов Е.П., Жигадло Н.Д. // УФН. 2014. Т. 184. № 8. С. 888. DOI: 10.3367/UFNr.0184.201408i.0888

Уравнения Гелл-Манна-Лоу для теоретико-полевой модели фазовых переходов с изотропным, кубическим и киральным взаимодействиями в трёхмерном пространстве

Варнашев К.Б.

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»,
Санкт-Петербург, Россия
e-mail: k.varnashev@mail.ru*

Метод ренормализационной группы (РГ) в фиксированной размерности пространства в комбинации с надлежащей процедурой пересуммирования теоретико-полевых рядов оказался чрезвычайно эффективным при исследовании критических явлений в простых (изотропных) моделях фазовых переходов [1]. Между тем, имеются более сложные модели фазовых переходов, которые учитывают различную анизотропию реальных веществ. В последние десятилетия критическое поведение таких моделей интенсивно изучалось в рамках нескольких альтернативных подходов метода РГ [2]. Однако, несмотря на определённый успех, достигнутый в ходе многопетлевых РГ вычислений, в отношении некоторых актуальных моделей фазовых переходов были получены противоречивые предсказания даже на качественном уровне. В частности, до сих пор остаётся открытым вопрос о роде фазового перехода в геликоидальных магнетиках и слоистых треугольных антиферромагнетиках [3], поскольку метод ε -разложения ($\varepsilon = 4 - D$, D – размерность пространства) и метод РГ в фиксированной размерности пространства дают различные предсказания [2,4].

Целью настоящей работы является исследование критического поведения трёхзарядной модели фазовых переходов, флуктуационный гамильтониан Ландау-Вильсона которой имеет следующий вид [5,6]:

$$H = \int d^D x \left[\frac{1}{2} (m_0 \psi_i \psi_i^* + \nabla \psi_i \nabla \psi_i^*) + \frac{1}{4!} (u_0 \psi_i \psi_i^* \psi_j \psi_j^* + v_0 \psi_i \psi_i \psi_i^* \psi_i^* + w_0 \psi_i \psi_i \psi_j^* \psi_j^*) \right], \quad (1)$$

где ψ_i – комплексное поле параметра порядка (ПП); $i, j = 1, 2, \dots, N$, m_0^2 пропорционально отклонению температуры T от её критического значения T_c в приближении среднего поля, т. е. без учёта флуктуаций ПП. u_0 , v_0 и w_0 – затравочные константы изотропного, кубического и кирального взаимодействий в кристалле, соответственно.

Модель (1) описывает фазовые переходы во множестве сложных физических систем [5]. Действительно, при $v_0 = 0$ и $N = 2$ или $N = 3$ исследуемый флуктуационный гамильтониан описывает статическое критическое поведение сверхпроводников с нетривиальными d и p видами спаривания. Считается также, что такие тяжело-фермионные соединения,

как UPt_3 и UBe_{13} принадлежат к тому же классу сверхпроводников. Переход сверхпроводник-диэлектрик в полностью фрустрированных внешним магнитным полем джозефсоновских решётках при нулевой температуре в присутствии квантовых флуктуаций управляется модельным гамильтонианом (1) при $N = 2$, если $v_0 = 0$ или $w_0 = 0$. При этом области $v_0 = 0, w_0 > 0$ и $v_0 < 0, w_0 = 0$ соответствуют квадратным и треугольным решёткам. В случае, когда $v_0 = 0, w_0 > 0$ и $N = 2, N = 3$ модель (1) контролирует критические явления в слоистых треугольных антиферромагнетиках ($VCl_2, VBr_2, CsMnBr_3$) и геликоидальных магнетиках ($Ho, Dy, Tb, MnAu_2, \beta-MnO_2$). Наконец, при $w_0 = 0$ и $N = 2$ гамильтониан (1) описывает антиферромагнитные фазовые переходы в таких соединениях, как $TbAu_2$ и DyC_2 . Другой физически важный случай $N = 3$ соответствует антиферромагнитным фазовым переходам в кристалле K_2IrCl_6 , а также в TbD_2 и Nd [7-10].

Сформулируем кратко результаты нашего исследования:

1. в рамках массивной теории поля методом РГ в фиксированной размерности пространства ($D = 3$) выведены уравнения Гелл-Манна-Лоу (ГМЛ) модели (1) в рамках рекордного четырёхпетлевого приближения. Для проверки достоверности полученных разложений использовалась специфическая симметрия, присущая данной модели [5],
2. путём применения техники суммирования расходящихся рядов система уравнений РГ (она имеет восемь решений) исследована на наличие устойчивых узлов в трёхпараметрическом фазовом пространстве констант связей (u, v, w), а также в плоскостях (u, v) и (u, w) . Как известно, устойчивым узлам на фазовой диаграмме соответствуют непрерывные фазовые переходы в рассматриваемых веществах. Вблизи найденных решений построена глобальная картина фазовых траекторий РГ потоков,
3. численно определены значения критических размерностей ПП, задающих смену различных режимов критического поведения модели.

Проведённый численный анализ показал, что на трёхпараметрической (u, v, w) фазовой диаграмме РГ потоков отсутствует устойчивый узел. Иная ситуация в фазовых плоскостях. Так в плоскости (u, v) имеется устойчивая фиксированная точка как для случая $N = 2$, так и для случая $N = 3$. Следовательно, антиферромагнитные фазовые переходы в таких соединениях как $TbAu_2, DyC_2$ ($N = 2$) и в K_2IrCl_6, TbD_2, Nd ($N = 3$) являются непрерывными фазовыми переходами, критическая термодинамика которых контролируется наборами уникальных критических индексов [8-10]. В тоже время, на основе анализа траекторий РГ потоков в плоскости (u, w) в случае, когда $N = 2$ или $N = 3$, установлено, что в области устойчивости флуктуационного гамильтониана (1) не существует устойчивого узла, соответствующего новому, киральному, классу универсального поведения фазовых переходов в геликоидальных магнетиках и слоистых треугольных антиферромагнетиках. Это означает, что переходы в упомянутых выше

веществах являются индуцированными флуктуациями переходами первого рода. Полученные результаты подтверждают выводы, сделанные ранее на основе трёхпетлевого анализа методом РГ в трёхмерном пространстве [5] и методом ε -разложения [6], а также недавние исследования, выполнение в рамках метода ε -разложения в рекордном шестипетлевом приближении [4].

- [1] J.Zinn-Justin, *Quantum Field Theory and Critical Phenomena*, Clarendon Press, Oxford (1996).
- [2] A.Pelissetto, E.Vicari, *Critical phenomena and renormalization-group theory*, *Phys. Rep.* **368**, 549 (2002).
- [3] H.Kawamura, *Phys. Rev. B* **38**, 4916 (1988).
- [4] M.V.Kompaniets, A.Kudlis, A.I.Sokolov, *Nucl. Phys. B* **950**, 114874 (2020).
- [5] S.A.Antonenko, A.I.Sokolov, *Phys. Rev. B* **49**, 15901 (1994).
- [6] S.A.Antonenko, A.I.Sokolov, K.B.Varnashev, *Phys. Lett. A* **208**, 161 (1995).
- [7] D.Mukamel, S.Krinsky, *Phys. Rev. B* **13**, 5078 (1976).
- [8] A.I.Mudrov, K.B.Varnashev, *Phys. Rev. B* **57**, 3562 (1998).
- [9] A.I.Sokolov, K.B.Varnashev, *Phys. Rev. B* **59**, 8363 (1999).
- [10] A.I.Mudrov, K.B.Varnashev, *Phys. Rev. B* **64**, 214423 (2001).

Магнитоэлектрические свойства в мультиферроиках BiFeO_3 замещенных цинком

Юсупов Д.М.¹, Амиров А.А.¹, Chaudhari Y.A.², Bendre S.T.²

¹ Институт физики им. Х.И. Амирханова ДФИЦ РАН, Махачкала, Россия

² Department of Physics, School of Physical Sciences, North Maharashtra University, Jalgaon, Maharashtra, India
e-mail: dibir.usupov@mail.ru

Повышенный интерес к исследованию мультиферроиков связан с обнаружением в них гигантских значений магнитоэлектрического (МЭ) эффекта при комнатной температуре, что позволяет использовать их в качестве датчиков магнитного поля, как альтернатива датчикам Холла. Преимущество датчиков на основе мультиферроиков – отсутствие необходимости протекания по образцу электрического тока. К одному из методов усиления магнитоэлектрического взаимодействия относится замещение ионов Bi двухвалентными или трехвалентными ионами различных элементов, но очень мало работ посвященных изучению МЭ свойств BiFeO_3 , где замещаются ионы Fe , а незначительная степень концентрации добавки в таком случае может привести к заметному усилению МЭ параметров. В качестве объектов исследования нами были выбраны керамические образцы $\text{Bi}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_3$, в которых трехвалентные ионы Bi^{3+} и Fe^{3+} замещены двухвалентными ионами Zn^{2+} .

Образцы $\text{Bi}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Fe}_{1-x}\text{Zn}_x\text{O}_3$ ($x = 0.025, 0.05, 0.075$ и 0.1) были получены методом жидкофазной реакции из прекурсоров $\text{Bi}(\text{NO}_3)_3 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$, $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$, $\text{Zn}(\text{NO}_3)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$, которые были использованы в качестве окислителей, а $(\text{NH}_2\text{CH}_2\text{COOH})$ использовался как топливо для сжигания.

МЭ – эффект измерялся путем измерения переменного напряжения, возникаемого на концах образца при его внесении в переменное магнитное и постоянное подмагничивающее поле до 8 Тл. Измерения проводились при комнатной температуре. Величина поперечного МЭ – эффекта оценивалась исходя из выражения для МЭ-коэффициента по напряжению согласно формуле:

$$\alpha = \frac{dU}{h * dH}$$

где, dU – переменное напряжение, генерируемое на концах образца; h – толщина образца; dH – напряженность переменного магнитного поля.

Магнитополевые зависимости МЭ коэффициента на частоте 10 кГц показали его линейную зависимость от приложенного постоянного поля, что находится в рамках классических представлений о МЭ взаимодействии в феррите висмута.

Работа выполнена в рамках государственного задания № FMSW-2022-0006

Составы, структура, магнитные свойства и характеристики ФМР композитных плёнок FeCoB+SiO₂

Котов Л.Н., Уткин А.А.

ФГБОУ ВО «СГУ им. Питирима Сорокина», Сыктывкар, Россия

e-mail: utych@yandex.ru

В настоящее время материаловедение композитных наноструктурированных материалов является активно развивающейся областью. Экспериментальные исследования и моделирование структурных параметров, химического состава тонких металл-диэлектрических пленок играют важную роль в поиске связи между параметрами материала и его магнитными свойствами [4-6]. Результаты этих исследований помогут в будущем оптимизировать процессы промышленного синтеза таких материалов для конкретных практических применений [1-3].

Данная работа посвящена исследованию характеристик ферромагнитного резонанса (ФМР) металл-диэлектрических композитных пленок FeCoB+SiO₂.

Плёнки были получены путём ионно-лучевой бомбардировки ферромагнитной (FeCoB) и диэлектрической (SiO₂) мишеней, с последующим осаждением на лавсановую подложку – лист размерами 297 мм на 210 мм. Структура полученных образцов характеризуется высоким градиентом концентрации металла, от 40% до 90% атомной доли (Рис. 1. а). Анализ химического состава проводился при помощи сканирующего электронного микроскопа Tescan MIRA 3 LMN с использованием энергодисперсионного детектора Oxford Instruments Analytical Ltd.

Для дальнейших исследований готовый образец был разделён вдоль длинной стороны листа на образцы меньшего размера – полоски шириной по 2,5 см, пронумерованные от 1 до 12.

Спектры ФМР были получены на электронном парамагнитном спектрометре РЭ-1306 на частоте 9.36 ГГц с использованием стандартного измерителя индекса модуляции. Магнитное поле постоянного тока было направлено вдоль плоскости пленок. Переменное магнитное поле было перпендикулярно полю постоянного тока и также было направлено вдоль плоскости пленки. Измерения проводились при двух различных температурах: 77К и 300К. По полученным данным были построены графики зависимости значения резонансного поля и ширины линии (Рис. 2 б).

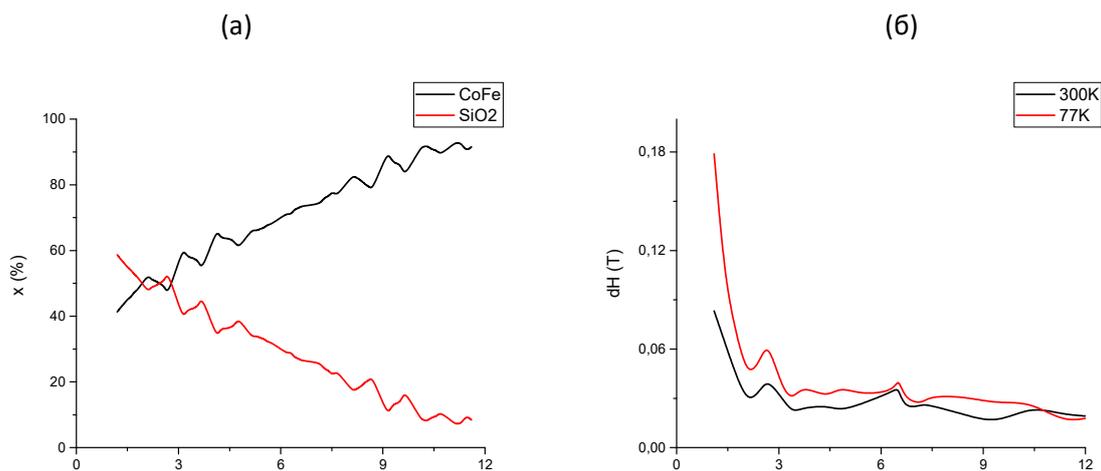


Рис.1 Зависимость химического состава (а) и ширины резонансной линии ФМР при температуре 77 К и 300 К (б) от номера образца.

Ширина резонансной линии ФМР (dH) получилась обратно пропорциональна концентрации металлической фазы (CoFe), причём зависимость сильно не линейна. Наблюдается резкое падение значения ширины линии в диапазоне от 0,4 до 0,5 доли металла. Однако, при дальнейшем увеличении концентрации металлической фазы ширина резонансной линии ФМР выходит на плато и перестаёт зависеть от концентрации металла в плёнке. При понижении температуры до 77К поведение кривой сохраняется, но градиент в начале диапазона становится более выраженным.

Исследование выполнено за счёт гранта Российского научного фонда (проект №21-72-20048).

- [1] Sarychev A., Shalaev V. *Electrodynamics of metamaterials*, World Scientific, (2007).
- [2] Drovosekov A.B., Kreines N.M., Barkalova A.S. et al. // *JMMM*. 2020. V. 495 Art. No. 165875.
- [3] Kotov L. N., Vlasov V. S., Turkov V. K. et al. // *JNN*. 2012. V. 12. No 2. P. 1696.
- [4] Турков В.К., Власов В.С., Котов Л.Н. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2013. Т. 77. №10. С. 1414; Turkov V.K., Vlasov V.S., Kotov L.N. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2013. V. 77. No. 10. P. 1223.
- [5] Котов Л.Н., Ласёк М.П., Турков В.К. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2020. Т. 84. №9. С. 1255; Kotov L.N., Lasek M.P., Turkov V.K. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2020. V. 84. No. 10. P. 1065.
- [6] Котов Л.Н., Ласёк М.П., Власов В.С. и др. // *Изв. РАН. Сер. физ.* 2022. Т. 86. №5. С. 701; Kotov L.N., Lasek M.P., Vlasov V.S. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* 2020. V. 86. No. 5. P. 588.

Магнитострикция и тепловое расширение в редкоземельных интерметаллидах $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$

Умхаева З.С.¹, Карпенков А.Ю.², Терешина И.С.³, Панкратов Н.Ю.³,
Алиев И.М.¹

¹ *Комплексный научно-исследовательский институт им. Х.И. Ибрагимова РАН,
Грозный, Россия*

e-mail: zargan.umhaeva@yandex.ru; ialiew@mail.ru

² *Тверской государственный университет, Тверь, Россия*

e-mail: karpenkov_alex@mail.ru

³ *Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

e-mail: irina_tereshina@mail.ru; pankratov@phys.msu.ru

Как известно, интерметаллические соединения редкоземельных металлов стехиометрии RFe_2 в определенном диапазоне температур находятся в магнитоупорядоченном состоянии. Это так называемые фазы Лавеса, которые в соединениях с легкими редкоземельными элементами (РЗЭ) характеризуются ферромагнитным упорядочением спиновых магнитных моментов, а в соединениях с тяжелыми редкоземельными элементами – ферримагнитным. Кристаллическая структура фаз Лавеса является достаточно простой для описания как самой структуры, так и моделирования ее магнитных свойств [1].

Магнитную структуру интерметаллических соединений RFe_2 можно рассматривать в виде двух магнитных подрешеток 4f- и 3d-металла, внутри- и межподрешеточный обмен между которыми играет определяющую роль при формировании магнитных свойств. Свойства соединений RFe_2 определяются главным образом конкурирующими между собой тремя обменными взаимодействиями R-R, R-Fe и Fe-Fe.

В многокомпонентных сплавах, у которых в одной подрешетке присутствуют различные по своим свойствам редкоземельные элементы, а именно легкие и тяжелые РЗМ, число конкурирующих обменных взаимодействий возрастает и в сплавах замещения возможно наблюдение ряда фазовых превращений: дисторсионных, спин-переориентационных, магнитных, в области которых и наблюдаются аномальное поведение магнитных характеристик, в том числе и магнитострикции.

В связи со сказанным, нами впервые синтезированы и исследованы многокомпонентные сплавы системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, в которых произведено замещение магнитоактивных атомов Dy атомами слабомагнитного самария Sm в фиксированной концентрации 20 ат. %, а затем атомами немагнитного Y в соответствии со значением параметра замещения $x = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$ и 1.0.

Выбор системы сплавов обусловлен тем, что соединение DyFe_2 представляет собой ферримагнетик с температурой Кюри $T_c = 635$ К, а SmFe_2 – ферромагнетик с $T_c = 541$ К. В них присутствуют два типа

межподрешеточных обменных взаимодействий Dy-Fe и Sm-Fe. Данные взаимодействия противоположного знака. Поэтому магнитные свойства сплавов системы, включая и магнитострикционные, будут определяться знаком и величиной доминирующего в данной температурной области взаимодействия R-Fe.

Рентгенофазовый анализ (РФА) проводился для всех образцов на дифрактометре ДРОН-7 в медном $K\alpha$ -излучении ($\lambda = 0,1540598$ нм) при комнатной температуре в диапазоне углов $2\theta = 15 - 105^\circ$. Полнопрофильный анализ дифрактограмм по методу Ритвельда, показал, что все сплавы системы однофазны и обладают кубической структурой фазы Лавеса $C15$. При этом постоянная решетки a монотонно возрастает с ростом концентрации Y от значения $7,334 \text{ \AA}$ ($x = 0$) до $7,368 \text{ \AA}$ при $x = 1.0$.

Измерения коэффициента теплового расширения и магнитострикции проводились тензометрическим методом в диапазоне температур 80 - 300 К.

Получено, что на температурных зависимостях теплового расширения всех сплавов в области низких температур от 80 до 90 К наблюдается характерный изгиб, который немного сдвигается в сторону низких температур при увеличении концентрации Y. А на кривых зависимости коэффициента теплового расширения от температуры $\alpha(T)$ наблюдаются еще и характерные перегибы в области температур 140 - 240 К в зависимости от состава сплава. Согласно нашим данным, таким образом проявляют себя спин-переориентационные переходы, присущие соединению SmFe_2 [2].

Указанные спин-переориентационные превращения влияют и на поведение магнитострикции. Нами получено, что продольная магнитострикция λ_{\parallel} для всех сплавов системы в области слабых полей отрицательна, а поперечная λ_{\perp} - положительна. С ростом поля на всех кривых $\lambda_{\parallel}(x)$ и $\lambda_{\perp}(x)$ появляются составляющие противоположных знаков. Дальнейший рост поля приводит к инверсии знака констант магнитострикции. Сама величина магнитострикционных деформаций при комнатной температуре по абсолютной величине порядка $100 \cdot 10^{-6}$.

Явление инверсии знака констант магнитострикции более наглядно видно на концентрационных зависимостях продольной, поперечной, анизотропной и объемной магнитострикции сплавов системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$, полученных при комнатной температуре в магнитном поле 12 кЭ (рис. 1). Установлено, что в сплавах многокомпонентной системы $(\text{Dy}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.8}\text{Sm}_{0.2}\text{Fe}_2$ продольная магнитострикция λ_{\parallel} сплавов и анизотропная магнитострикция λ_a меняют знак с ростом параметра x с положительного на отрицательный.

Поперечная магнитострикция λ_{\perp} с ростом параметра замещения x практически с нулевого значения становится отрицательной, затем меняет знак на положительный. Объемная магнитострикция ω также меняет знак

дважды, сначала с положительного значения на отрицательное, затем, наоборот, с отрицательного на положительное. В данной системе константы магнитострикции ведут себя достаточно сложно. Что же касается самого явления инверсии знака констант магнитострикции, то оно наблюдалось ранее для сплавов систем $Tb_{1-x}Zr_xFe_2$ [3] и $(Tb_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ [4].

Установлено, что магнитострикционные деформации сплавов новой многокомпонентной системы $(Dy_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ обусловлены одноионной магнитострикцией РЗМ подрешетки, что подтверждается результатами измерений температурной зависимости анизотропной магнитострикции.

Таким образом, что увеличение концентрации ионов иттрия в системе $(Dy_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ приводит как к уменьшению температур СПП, так и величины магнитострикции в результате ослабления R-Fe (а также R-R) обменных взаимодействий.

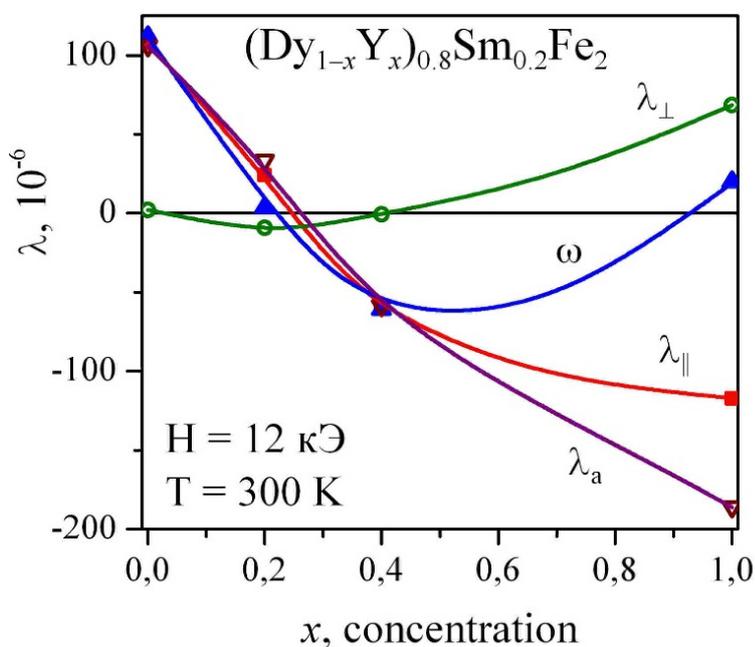


Рис. 1. Концентрационные зависимости продольной λ_{\parallel} , поперечной λ_{\perp} , анизотропной λ_a и объемной ω магнитострикции сплавов системы $(Dy_{1-x}Y_x)_{0,8}Sm_{0,2}Fe_2$ при $T = 300$ К и в магнитном поле 12 кЭ.

Исследование

выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-22-00313, <https://rscf.ru/project/22-22-00313/>).

- [1] А.С.Илюшин, Основы структурной физики редкоземельных интерметаллических соединений, Изд-во МГУ, Москва (2005).
- [2] N.Yu.Pankratov, I.S.Tereshina, G.A.Politova, T.A.Aleroeva, A.V.Filimonov et.al, JMMM **527**, 167728 (2021).
- [3] Z.S.Umkhaeva, A.S. Ilyushin, S.A.Nikitin, T.A.Aleroeva, N.Yu.Pankratov, I.S.Tereshina, IOP: Conference Series **905**, 012071 (2020).
- [4] Z.S.Umkhaeva, A.S.Ilyushin, T.A.Aleroeva, I.S.Tereshina, N.Yu.Pankratov, AER-Advances in Engineering Research **177**, 167-172 (2018).

Особенности трансформации магнитных и высокочастотных характеристик гадолиния и пленок железо-иттриевого граната при фазовых переходах

Непочатых Ю.И.¹, Коледов В.В.², Шавров В.Г.²

¹Донецкий физико-технический институт им. А. А. Галкина, Донецк, ДНР, Россия
e-mail: nepo@bk.ru

²Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Москва
e-mail: shavrov@cplire.ru

Исследована высокочастотная (ВЧ) восприимчивость в окрестности точки Кюри образцов гадолиния и монокристаллических пленок железо-иттриевого граната (и этих же пленок) при комнатной температуре в области перехода их вектора намагниченности в коллинеарное внешнему полю положение по оси трудного намагничивания. Известные факты подобия вида кривых температурных зависимостей восприимчивости в области фазового перехода второго рода ее кривым полевыми зависимостями в области магнитного ориентационного фазового перехода [1] продолжены еще в некоторых их деталях.

На пике восприимчивости вблизи перехода в состояние намагниченности насыщения пленки ЖИГ вдоль оси трудного намагничивания под действием высокочастотного поля возникает его низкочастотная (НЧ) автомодуляция, которая регистрируется, в частности, по пику детектированного низкочастотного сигнала на его зависимости от поля. Аналогичный пик низкочастотного сигнала на зависимости от температуры регистрируется в ЖИГ вблизи точки Нееля.

На рис.1 приведены зависимости от температуры в постоянном

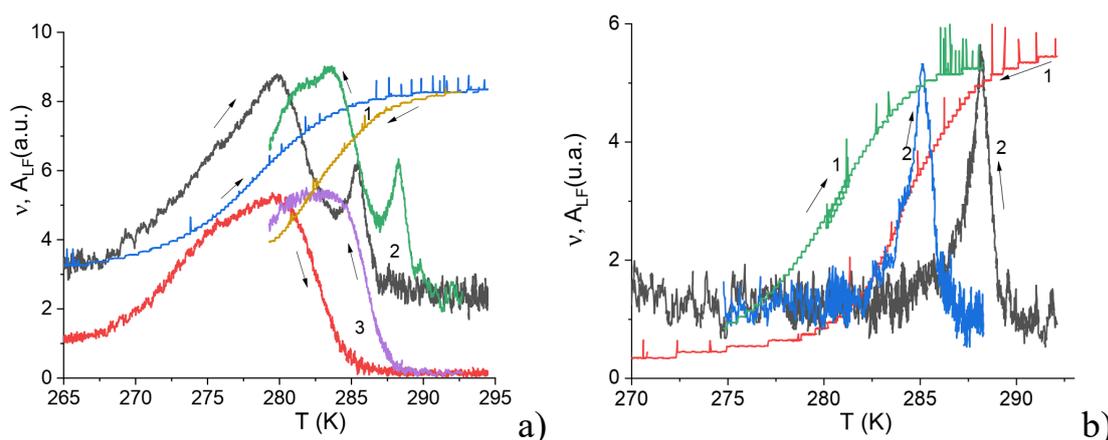


Рис.1 Зависимости от температуры изменения частоты (кривая 1) автодина с образцом гадолиния, НЧ отклика суммарного (2), и синхронного (3) под действием внешней модуляции поля – а) и без нее – б).

внешнем поле 27 Ое в образце гадолиния частоты автодина (она обратно пропорциональна восприимчивости), а также величины НЧ отклика на

воздействие переменных полей: ВЧ автодина и НЧ внешней модуляции на рис.1а, только ВЧ автодина на рис.1б. Все поля параллельны длине 5мм поликристаллического образца гадолиния. Кривые имеют пики в области перехода гадолиния в парамагнитное состояние с некоторыми особенностями. При указанной величине внешнего постоянного поля отмечена максимальная аномалия хода всех кривых, которые в широком диапазоне других его значений имеет «традиционный» вид: крутые изменения кривых не опережают, как на рис.1, а запаздывают при инверсии нагрева-охлаждения, либо строго совпадают по температуре. Подобные эффекты аномалии восприимчивости наблюдались в пленках ЖИГ [1]. Также их можно ассоциировать с эффектами в области ориентационного фазового перехода [2] в пленке ЖИГ при ее намагничивании по трудной оси с переходом в состояние насыщения. В последнем примере так же, как на рис.1б, обнаружены НЧ колебания намагниченности, вызванные только слабым ($\sim 0,01$ Oe) ВЧ полем и связаны с наличием скачкообразного перехода.

Работа поддержана грантом РФФ №20-19-00745-П.

[1] N.I. Mezin, Yu.I. Nepochatykh, N.Yu. Starostyuk, S.V. Yampolskii. ЖМММ **476**, 447 (2019).

[2] В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Ферромагнитный резонанс в условиях ориентационного перехода. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2018.

АВТОРСКИЙ СПИСОК

<p>В</p> <p>Bendre S. T. 56</p> <p>С</p> <p>Chaudhari Y. A. 56</p> <p>К</p> <p>Kishine J. 16 Kousaka Yu. 16</p> <p>А</p> <p>Абин Д.А. 38 Алиев А.М. 36 Алиев И.М. 59 Алисултанов З.З. 36 Амиров А.А. 56 Аникин М.С. 32 Аплеснин С.С. 40</p> <p>Б</p> <p>Батулин Р.Г. 24 Безус А.В. 46 Бондарь Е.Д. 46 Быков А.А. 16 Бычков И.В. 26</p> <p>В</p> <p>Варнашев К.Б. 53 Вахитов Р.М. 11 Веселова С.В. 24</p> <p>Г</p> <p>Гамзатов А.Г. 36 Гельгорн А.В. 29 Григорьев П.Д. 22 Григорьев С.В. 16</p> <p>З</p> <p>Зинин А.В. 32</p> <p>К</p> <p>Капшуков Р.А. 46 Каракозов А.Е. 50 Карпенков А.Ю. 59 Князев М.И. 32 Ковалева А.Ю. 18 Козачек В.В. 6 Коледов В.В. 62 Кононенко В.В. 46 Космачев О.А. 6 Котов Л.Н. 14, 57</p>	<p>Кочев В.Д. 22 Кузнецов И.А. 26</p> <p>Л</p> <p>Ласёк М.П. 14 Ли Й. 10</p> <p>М</p> <p>Магницкая М.В. 50 Максимов П.А. 10 Мальцев И.В. 26 Мартirosян И.В. 38</p> <p>Н</p> <p>Непечатых Ю.И. 62 Низямова А.Р. 11 Никитинский О.С. 29</p> <p>О</p> <p>Овчинников А.С. 16 Осипов М.А. 38</p> <p>П</p> <p>Панкратов Н.Ю. 59 Прудников В.В. 18 Прудников П.В. 18 Пчелкина З.В. 10, 44</p> <p>Р</p> <p>Романова О.Б. 40 Руднев И.А. 24, 38 Рунов Р.В. 29</p> <p>С</p> <p>Сеидов С.С. 22 Сирюк Ю.А. 46 Ситников М.Н. 40 Солонецкий Р.В. 11 Стариковский А.С. 38 Стрельцов С.В. 10 Султанов А.С. 32</p> <p>Т</p> <p>Тарасов Е.Н. 32 Терешина И.С. 59</p> <p>У</p> <p>Удод Л.В. 40 Уинтер С.М. 10 Умхаева З.С. 59 Уткин А.А. 57 Ушаков А.В. 10</p>
---	--

	Ф	
Фридман Ю.А.		6
	Х	
Харьков А.М.		29
Хитринцева В.В.		18
	Ч	
Черемных Н.А.		29
Чубова Н.М.		16

	Ш	
Шавров В.Г.		62
	Ю	
Юсупов Д.М.		56
	Я	
Ярыгина Е.А.		6