

УДК 546.72.57.76.22

ДИНАМИЧЕСКАЯ МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ТИОХРОМИТА ЖЕЛЕЗА, ЛЕГИРОВАННОГО СЕРЕБРОМ

© 2022 г. Т. Г. Аминов¹, Г. Г. Шабунина¹, Е. В. Бушева¹, Н. Н. Ефимов¹ *¹Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова Российской академии наук, Ленинский пр., 31, Москва, 119991 Россия

*e-mail: nnefimov@narod.ru

Поступила в редакцию 08.07.2021 г.

После доработки 22.09.2021 г.

Принята к публикации 27.09.2021 г.

Подробные исследования динамической магнитной восприимчивости твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ ($x = 0-0.15$) показали, что поликристаллический тиохромит железа, легированный серебром, характеризуется наличием переходов из парамагнитного в ферримагнитное состояние с температурами переходов, зависящими от степени замещения железа серебром: $T_C = 194-212$ К для $x = 0.05-0.15$, а также переходами в спин-стекольное состояние $T_f = 80-115$ К для $x = 0.05-0.15$. Увеличение температур переходов с ростом концентрации серебра может быть обусловлено эффектом диамагнитного разбавления. Наличие каспа в районе 50 К, связанного с низкотемпературной структурной аномалией для твердого раствора $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$, было подтверждено по данным температурной зависимости мнимой части динамической магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ при увеличении амплитуды модуляции до 15 Э. Обнаружен эффект, связанный с дальним орбитальным упорядочением за счет ян-теллеровского перехода, при температурах $T_{\infty} = 10-15$ К.

Ключевые слова: магнитный полупроводник, спиновое стекло, халькогенидная шпинель, тиохромит железа, магнитные свойства

DOI: 10.31857/S0002337X2201002X

ВВЕДЕНИЕ

Недавно нами было проведено исследование магнитного поведения тиохромита железа в статическом режиме (методом статической магнитной восприимчивости) [1]. По результатам исследования были определены условия синтеза, а также получены твердые растворы $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ ($0 < x < 0.5$), образованные при легировании серебром тиохромита FeCr_2S_4 . Установлена граница области гомогенности твердых растворов, лежащая при $x = 0.22$ [1]. Магнитные свойства твердого раствора $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$, изученные в статическом режиме (в постоянном магнитном поле), показали, что однофазные образцы с ростом концентрации вводимого серебра остаются ферримагнетиками. При этом температуры Кюри увеличиваются от 185 К ($x = 0$) до 203 К ($x = 0.22$).

Исходное соединение FeCr_2S_4 имеет структуру нормальной шпинели, пр. гр. $Fd3m$, обладает такими уникальными свойствами, как колоссальное магнитосопротивление [2, 3], мультиферроичность [4–7], сильные эффекты спин-фононной связи [8–11].

FeCr_2S_4 – полупроводник с дальним магнитным порядком и температурой упорядочения

$T_C = 170-185$ К. Согласно порошковой нейтронографии [12, 13] при $T = 300$ и 4.2 К, соединение имеет кубическую сингонию вплоть до низких температур и является коллинеарным ферримагнетиком с антиферромагнитно выстроенными ферромагнитными Fe- и Cr-подрешетками, моменты которых равны $\mu_{\text{Fe}} = 4.2\mu_B$ и $\mu_{\text{Cr}} = 2.9\mu_B$. Температурная зависимость обратной парамагнитной восприимчивости соединения также подтверждает ферримагнитный характер упорядочения. Закон Кюри–Вейсса при этом выполняется с асимптотической температурой Кюри $\Theta_p = -(260 \pm 40)$ К [11].

Измерениями статической и динамической магнитной восприимчивости, а также методами электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) и просвечивающей электронной микроскопии было показано присутствие в FeCr_2S_4 фазового перехода при температуре ~ 60 К [14–17].

В работе [18] для исследования природы спинового порядка в поликристаллическом FeCr_2S_4 был использован метод прецессии/релаксации положительных мюонов (μSR), который показал, что в тиохромите железа при температуре ниже 50 К реализуется несоизмеримое модулированное неколлинеарное расположение спинов, а выше 50 К

спектры μSR обусловлены коллинеарным ферри-магнетизмом, но со спиновым беспорядком в масштабах нескольких постоянных решетке.

Мессбауэровские измерения $FeCr_2S_4$ показали наличие ненулевого квадрупольного сдвига сверхтонкой структуры, указывающего на отклонение от кубической симметрии в тетраэдрических узлах тioxромита железа [19–22], и его структурного перехода при $T = 10$ К. В настоящее время аномалия при 10 К [23–25] рассматривается в $FeCr_2S_4$ как кооперативный ян-теллеровский переход, вызванный антиферродисторсионной связью между ян-теллеровскими ионами.

Вышеописанные эффекты также проявляются на температурной зависимости скорости звука в монокристаллах $FeCr_2S_4$ [26] при $T = 176$, ~ 60 и ~ 15 К, где высокая температура отвечает температуре Кюри, средняя – структурному переходу, а низшая – замораживанию орбитального момента по данным удельной теплоемкости [27].

Чтобы объяснить наблюдаемые свойства нелегированного $FeCr_2S_4$, были предложены разные модели, связанные с понижением симметрии соединения от кубической до триклинной, с наличием возвратного спин-стекольного поведения, или с переориентацией магнитных доменов.

Есть вероятность, что магнитные и структурные переходы соединения $FeCr_2S_4$ могут распространяться и на его твердые растворы.

Основой для настоящей работы послужили измерения магнитной восприимчивости на переменном токе, которые могут дать дополнительную информацию о магнитных свойствах твердых растворов $Fe_{1-x}Ag_xCr_2S_4$, полученных при использовании статического метода исследования [1].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Для получения твердых растворов $Fe_{1-x}Ag_xCr_2S_4$ использовали элементы: Ag (99.999%), S (99.999%), Fe (99.98%) и Cr (99.8%). Синтез проводили методом твердофазных реакций по схеме [1]. Там же опубликованы рентгенограммы и параметры твердых растворов $Fe_{1-x}Ag_xCr_2S_4$. Исследования магнитных свойств проводили для образцов с $x = 0.05$, 0.10 , 0.15 .

Магнитные свойства измеряли с помощью автоматизированного комплекса PPM-9 Quantum Design с опцией измерения статической χ_{DC} и динамической χ_{AC} магнитной восприимчивости в интервале температур 2–300 К при напряженности внешнего магнитного поля до $H_{max} = 9$ Тл. Измерения динамической магнитной восприимчивости проводили в нулевом постоянном магнитном поле $H_{DC} = 0$ в интервале температур 4–230 К. Величина амплитуды модуляции составляла

$H_{AC} = 1$ и 15 Э; частота переменного поля $\nu = 10$, 100 , 1000 и 10000 Гц.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Результаты рентгеновского анализа показали однофазность всех исследуемых образцов $Fe_{1-x}Ag_xCr_2S_4$ в диапазоне $x = 0.05$ – 0.15 . Также методом РФА подтверждено, что при $x = 0.05$ – 0.15 твердые растворы $Fe_{1-x}Ag_xCr_2S_4$ кристаллизуются в структуре шпинели с параметром элементарной ячейки $a = 9.990$, 9.993 , 9.996 и 10.002 Å для $x = 0$, 0.05 , 0.10 и 0.15 соответственно.

На рис. 1а–3а приведены температурные зависимости действительной (χ') части динамической магнитной восприимчивости $Fe_{1-x}Ag_xCr_2S_4$ ($x = 0.05$ – 0.15) при частотах 10 , 100 , 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля при амплитуде модуляции $H_{AC} = 1$ Э. Как видно, поликристаллические образцы $Fe_{1-x}Ag_xCr_2S_4$ характеризуются температурами перехода из парамагнитного в ферримагнитное состояние $T_C = 194$, 207 и 212 К при $x = 0.05$, 0.10 и 0.15 соответственно. Увеличение температуры ферримагнитного перехода в исследуемых соединениях с ростом концентрации серебра может быть обусловлено уменьшением негативного влияния антиферромагнитных взаимодействий между подрешетками железа и хрома вследствие замещения ионов железа диамагнитными ионами серебра. Температуры Кюри, полученные с использованием метода динамической магнитной восприимчивости, немного превышают T_C , полученные из измерений статической магнитной восприимчивости $\sigma(T)$ в работе [1], что, видимо, обусловлено фактом влияния напряженности внешнего магнитного поля на положение магнитных переходов.

Температурные зависимости мнимой $\chi''(T)$ части динамической магнитной восприимчивости, связанной с магнитными потерями (рис. 1б–3б), подтверждают значения температуры перехода (T_C) из парамагнитного в ферримагнитное состояние, полученные по результатам анализа зависимостей $\chi'(T)$ (рис. 1а–3а). В дополнение к этому на зависимостях $\chi''(T)$ проявляются отчетливые пики локального состояния кластерного спинового стекла при температурах $T_f = 80$, 105 и 115 К для $x = 0.05$, 0.10 и 0.15 соответственно. Видно, что “температура заморозки” спинового стекла растет с увеличением концентрации введенного серебра. Подтверждением того, что указанные состояния подобны спин-стекольному, служит тот факт, что наблюдается сдвиг положения максимумов пиков для разных частот (вставки на рис. 1б–3б). Следует отметить, что температуры спин-стекольного перехода на $\chi''(T)$ и $\chi'(T)$ практически совпадают с температурами переходов, измеренными методом статической магнитной

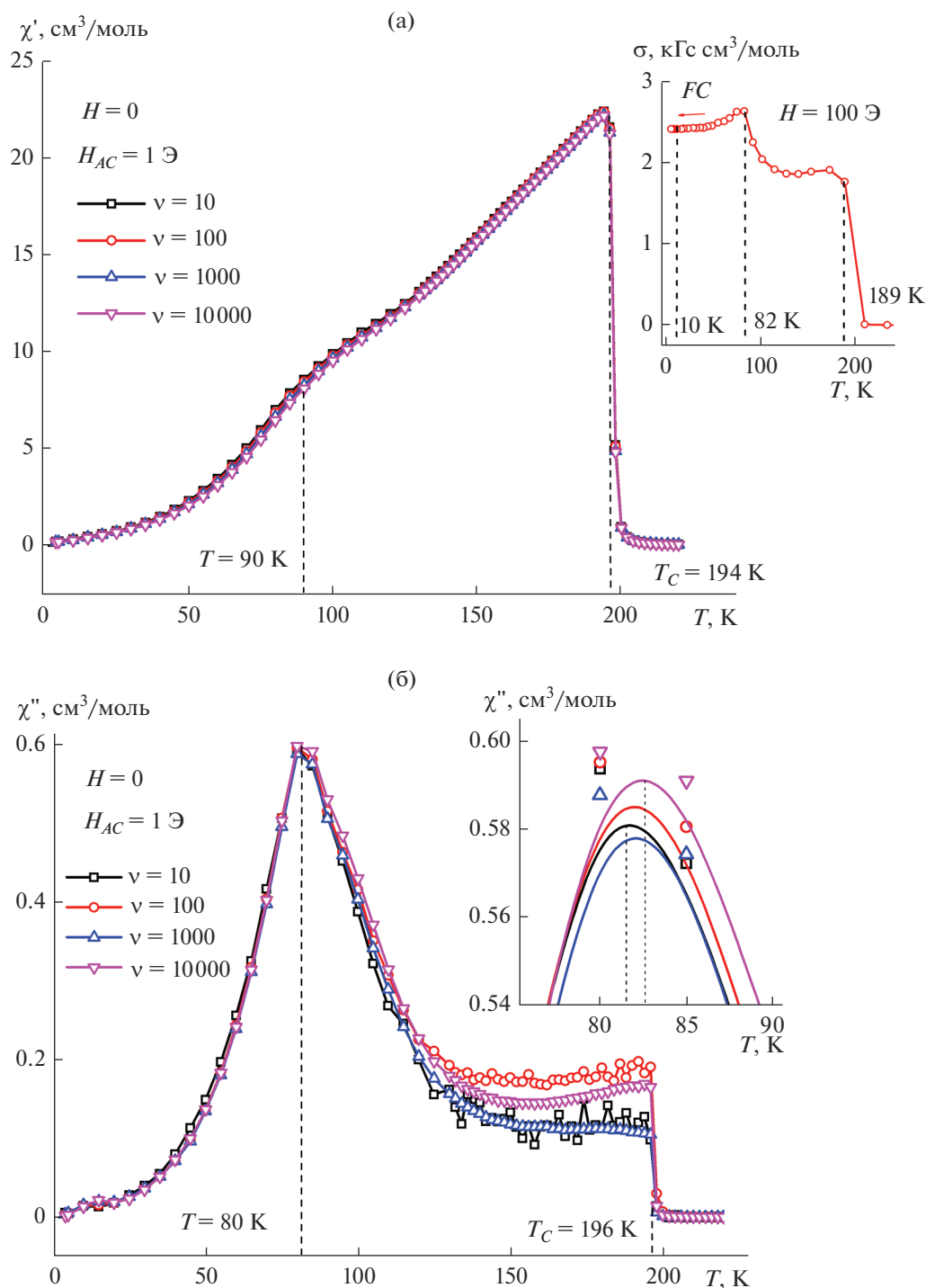


Рис. 1. Температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости образца $\text{Fe}_{0.95}\text{Ag}_{0.05}\text{Cr}_2\text{S}_4$ при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля с амплитудой модуляции $H_{AC} = 1$ Э; на вставках: а – температурная зависимость статической магнитной восприимчивости FC этого образца в поле $H = 100$ Э, б – увеличенная область кэпа.

восприимчивости, данные для которых приведены на вставках к рис. 1а–3а.

Подтверждением перехода твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ в состояние спинового стек-

ла с характеристическими температурами заморозки $T_f = 45\text{--}120$ К, которые были обнаружены в постоянном магнитном поле из $\sigma(T)$, может служить не только увеличение T_f при росте концен-

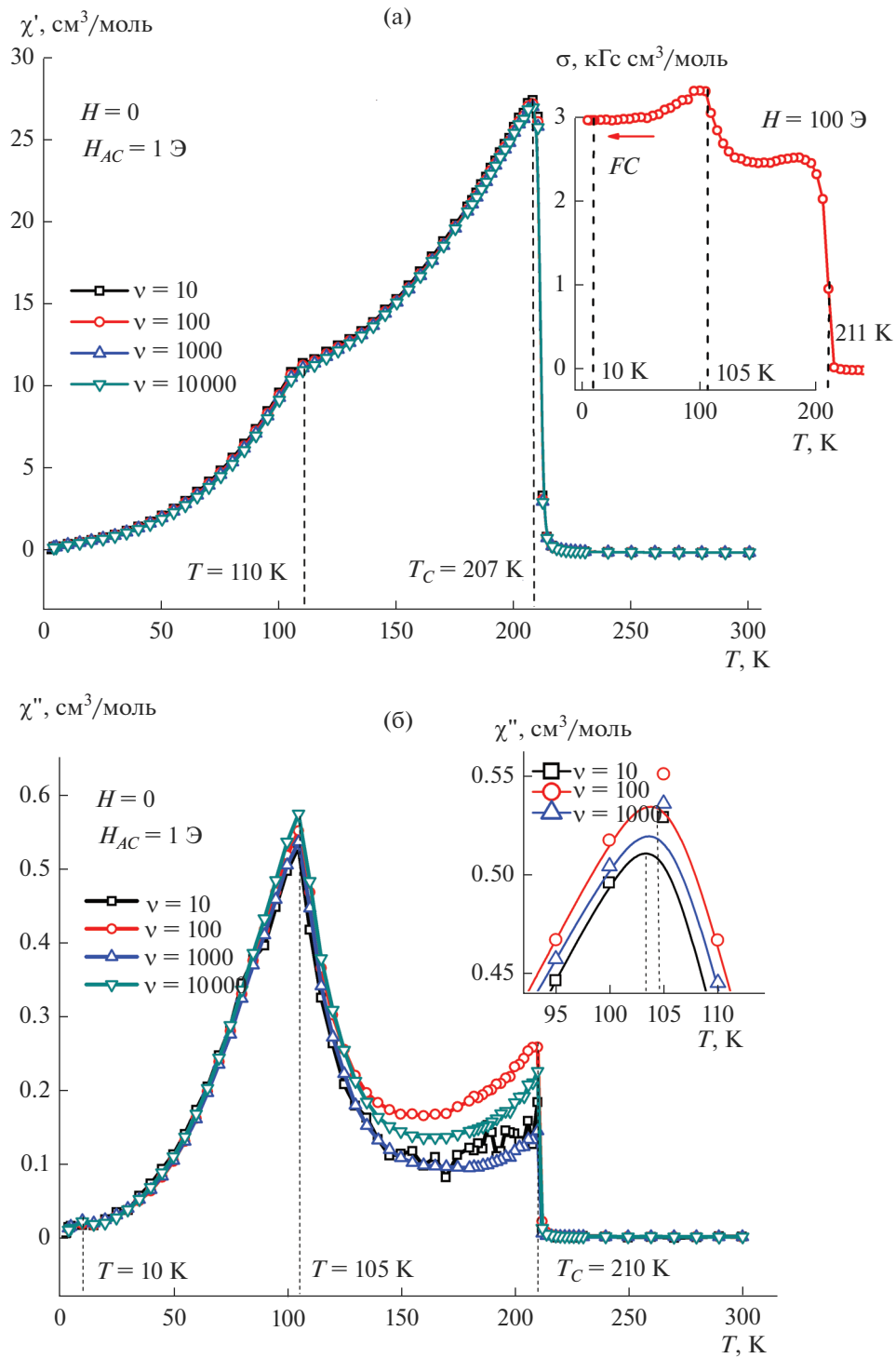


Рис. 2. Температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости образца $\text{Fe}_{0.90}\text{Ag}_{0.10}\text{Cr}_2\text{S}_4$ при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля с амплитудой модуляции $H_{AC} = 1$ Э; на вставках: а – температурная зависимость статической магнитной восприимчивости FC этого образца в поле $H = 100$ Э, б – увеличенная область пика.

трации серебра, но и его постепенное размывание. Последний факт может быть связан с тем, что происходит ослабление антиферромагнитного обменного $A-S-B$ -взаимодействия, которое приводит к уменьшению эффективного объема

спин-стекольных кластеров в ферромагнитной матрице. На зависимостях динамической магнитной восприимчивости наличие перехода в состояние кластерного спинового стекла для всех образцов подтверждается изменением положения

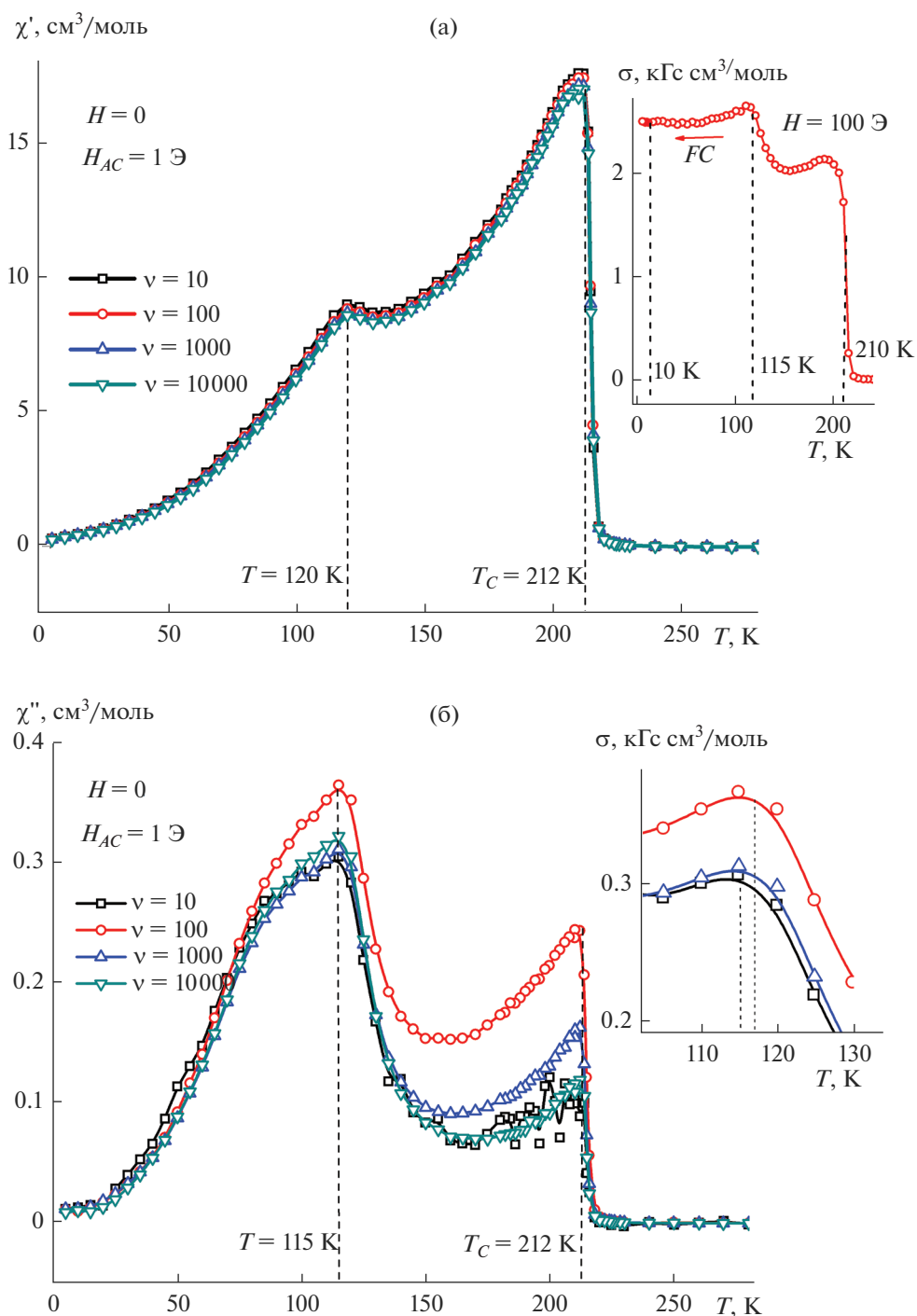


Рис. 3. Температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости образца $\text{Fe}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{Cr}_2\text{S}_4$ при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля с амплитудой модуляции $H_{AC} = 1$ Э; на вставках: а – температурная зависимость статической магнитной восприимчивости FC этого образца в поле $H = 100$ Э, б – увеличенная область пика.

максимумов при разных частотах (рис. 16–36, вставки). При этом как на статических $\sigma(T)$ (рис. 1а–3а, вставки), так и на динамических зависимостях $\chi''(T)$ (рис. 16–36) наблюдаемые пики T_f отчетливо проявляются в виде максимумов.

На рис. 4–6 приведены температурные зависимости действительных (χ') (а) и мнимых (χ'') (б) частей динамической магнитной восприимчивости $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ ($x = 0.05–0.15$) при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного по-

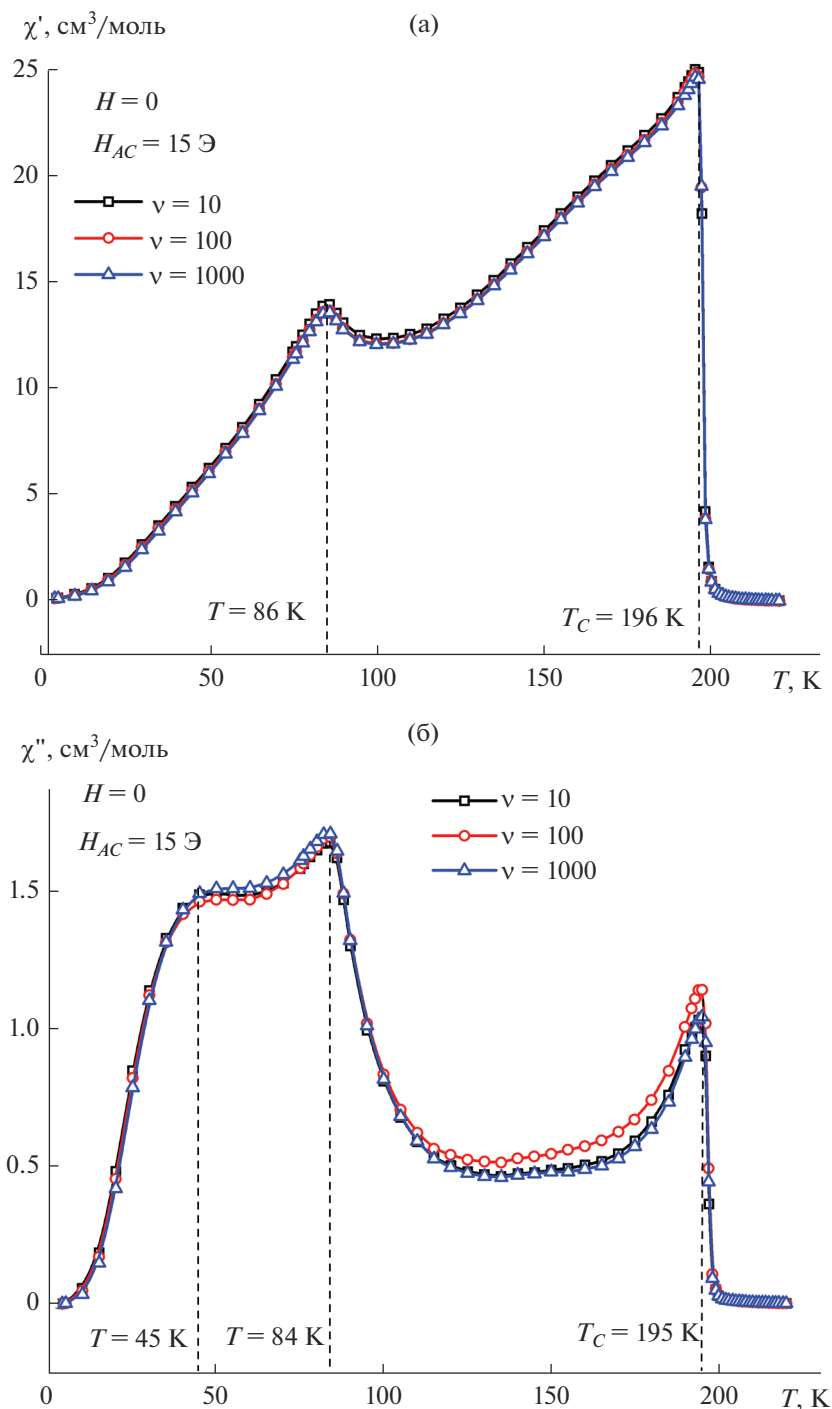


Рис. 4. Температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости образца $\text{Fe}_{0.95}\text{Ag}_{0.05}\text{Cr}_2\text{S}_4$ при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля с амплитудой модуляции $H_{AC} = 15 \text{ Э}$.

ля с заметно большей амплитудой модуляции переменного магнитного поля $H_{AC} = 15 \text{ Э}$. Из сравнения зависимостей $\chi'(T)$ (рис. 4а–6а) с данными $\chi'(T)$ на рис. 1а–3а следует, что разница в поведении динамической магнитной восприимчивости может быть связана с проявлением эффекта пин-

нинга доменной стенки. Это подтверждается тем, что переменное магнитное поле с большей амплитудой преодолевает эффект пиннинга, что видно из рис. 4б–6б. Такой результат согласуется с данными на температурной зависимости мнимой компоненты динамической магнитной вос-

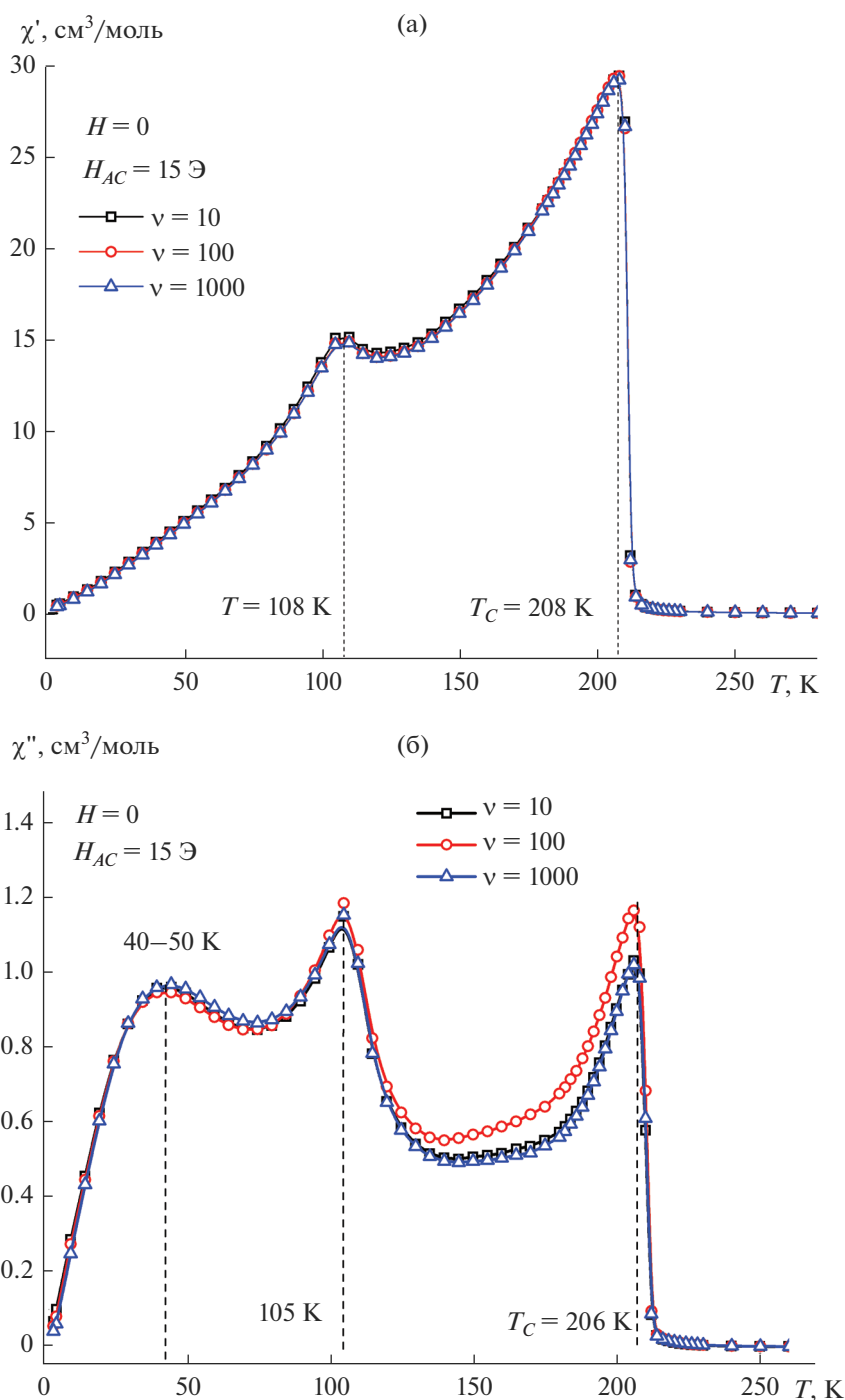


Рис. 5. Температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости образца $\text{Fe}_{0.90}\text{Ag}_{0.10}\text{Cr}_2\text{S}_4$ при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля с амплитудой модуляции $H_{AC} = 15$ Э.

приимчивости $\chi''(T)$. В частности, при больших значениях амплитуды модуляции блокировка доменных стенок происходит при более низких температурах. Увеличение амплитуды переменного поля с 1 до 15 Э привело к смещению максимума на температурной зависимости χ'' в сторону уменьшения температуры от $T_{\text{касп}} = 45$ К ($x = 0.05$)

до $T_{\text{касп}} = 35$ К ($x = 0.15$) (рис. 4б–6б), что подтверждает влияние величины напряженности магнитного поля на наблюдаемые значения температур магнитных переходов.

На температурных зависимостях намагниченности в постоянном магнитном поле $\sigma(T)$ поликристаллических твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ [1]

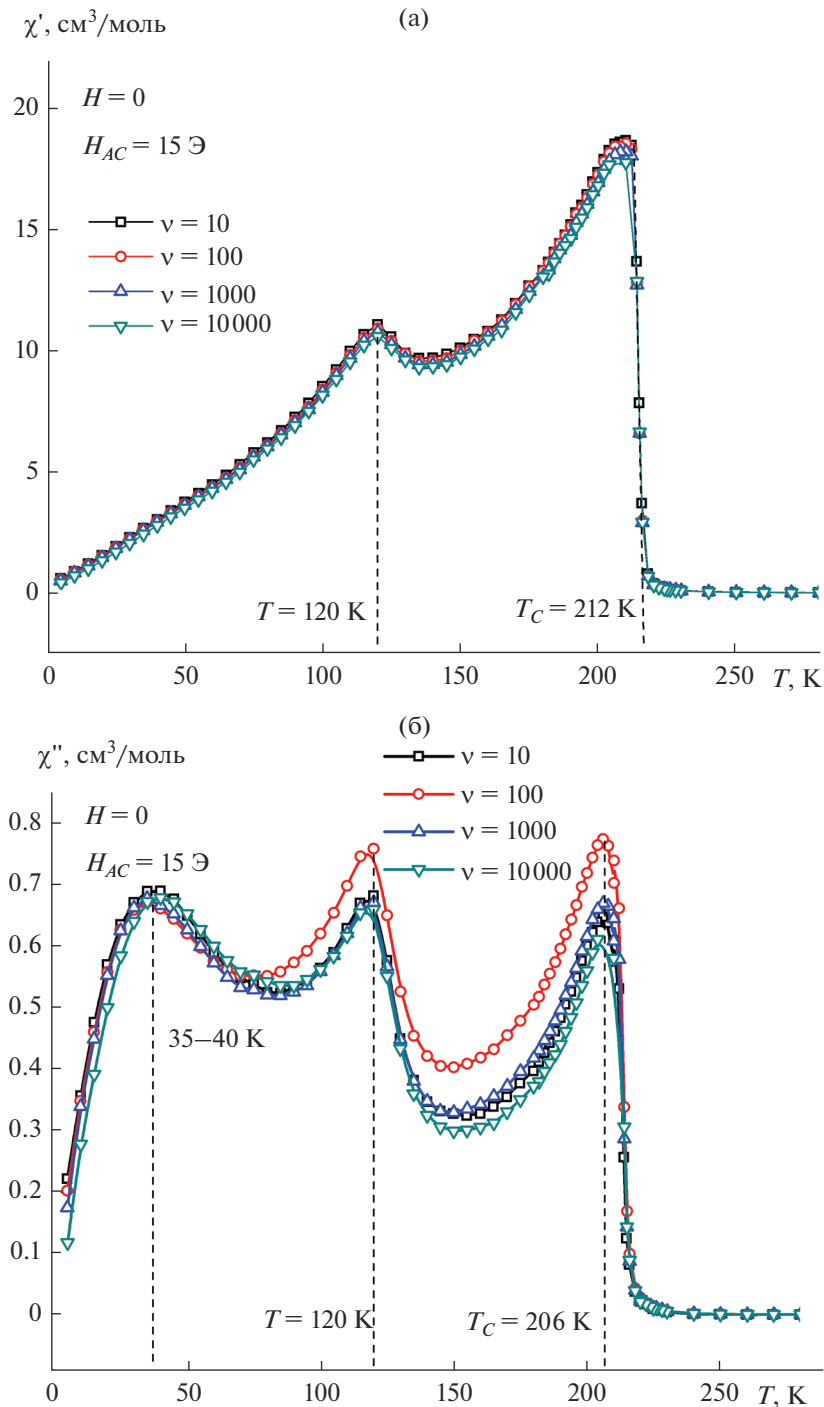


Рис. 6. Температурные зависимости действительной χ' (а) и мнимой χ'' (б) частей динамической магнитной восприимчивости образца $\text{Fe}_{0.85}\text{Ag}_{0.15}\text{Cr}_2\text{S}_4$ при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля с амплитудой модуляции $H_{AC} = 15$ Э.

при увеличении концентрации серебра наблюдалось постепенное повышение температуры ферромагнитного перехода: $T_C = 185, 191, 195, 201$ и 203 К для $x = 0, 0.05, 0.10, 0.15$ и 0.20 соответственно.

Для нелегированного тioxромита железа ($x = 0$) при понижении температуры от T_C на кривых на-

блюдаются расщепление температурных зависимостей намагниченностей $\sigma(T)_{ZFC}$ и $\sigma(T)_{FC}$ и появление около $T \approx 50$ К магнитной аномалии – каспа. Эта аномалия ($T_{\text{касп}}$) при измерении динамической магнитной восприимчивости с амплитудой модуляции $H_{AC} = 1$ Э отсутствует. При дальнейшем

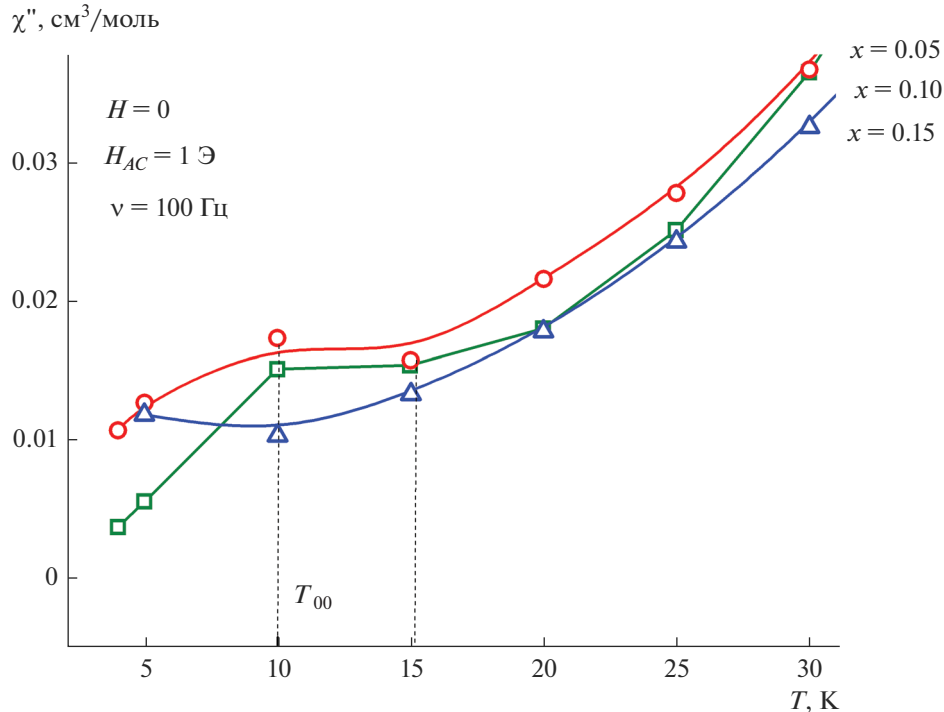


Рис. 7. Температурные зависимости χ'' для $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ ($x = 0.05, 0.10, 0.15$) при частоте 100 Гц переменного магнитного поля с $H_{AC} = 1$ Э в интервале 0–30 К.

охлаждении FeCr_2S_4 на кривых $\sigma(T)$ обнаруживается ступенчатое уменьшение намагниченностей при температуре $T_{00} \approx 10$ К, которая считается температурой дальнего орбитального упорядочения вследствие перехода Яна–Теллера.

Наблюдающийся для нелегированного FeCr_2S_4 при измерениях в постоянном магнитном поле касп при $T \approx 50$ К относится к числу интересных магнитных явлений. Сообщалось, что, хотя на кривых динамической восприимчивости при $H_{AC} = 1$ Э касп не наблюдается, он был зафиксирован в работе [17] при увеличении амплитуды модуляции до 17 Э. Аналогичный результат был получен и для легированного серебром тioxромита железа в условиях, указанных на рис. 46–66, а именно: появление каспа при использовании большей амплитуды $H_{AC} = 15$ Э прибора PPMS-9 при прежних частотах переменного поля $\nu = 10, 100, 1000$ и 10000 Гц.

Происхождение каспа в FeCr_2S_4 в последнее время связывают с низкотемпературной структурной аномалией из-за перехода системы в орбитально упорядоченное состояние вследствие статического кооперативного эффекта Яна–Теллера. При этом магнитный спин-переориентационный переход, обусловленный наличием в FeCr_2S_4 конкурирующих спин-орбитального и ян-теллеровского взаимодействий, отождествляется с началом ближнего орбитального порядка.

Температура положения каспа $T_{\text{касп}}$ — это температура, при которой ближний орбитальный порядок в FeCr_2S_4 начинает играть заметную роль на фоне дальнего спинового порядка, существующего в образце FeCr_2S_4 ниже точки Кюри T_C . Процесс “разрушения” ферримагнетизма для твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ начинается при температуре ~ 50 К ($T_{\text{касп}}$) и проявляется уменьшением восприимчивости на рис. 46–66. Тот факт, что ближний порядок (область орбитального упорядочения) в FeCr_2S_4 начинается при $T < 60$ К, подтвержден ранее ультразвуковыми исследованиями [24].

На рис. 7 приведены зависимости $\chi''(T)$ для $x = 0.05–0.15$ при частоте 100 Гц в интервале 4–30 К, на которых показан переход при температуре $T_{00} = 10–15$ К.

Модель Нееля для твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ не реализуется не только в районе критической точки T_C , но и при понижении температуры от T_f до $T_{\text{касп}} = 50$ К и ниже, когда начинается орбитальное замораживание орбитальной жидкости. Процесс замораживания заканчивается в случае твердых растворов $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ при $T = 10–15$ К и характеризуется переходом в новую орбитально-упорядоченную фазу. Как структурный переход указанное орбитальное замораживание изменяется с увеличением концентрации серебра, поскольку сама температура структурного

перехода зависит от содержания легирующей добавки.

Как видно из проведенных исследований магнитного поведения легированного серебром тioxромита железа, эффекты соединения FeCr_2S_4 распространяются и на его твердые растворы $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$. При этом наблюдается изменение температур эффектов вследствие диамагнитного разбавления ионами серебра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые измерены температурные зависимости действительной (χ') и мнимой (χ'') частей динамической магнитной восприимчивости $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ ($x = 0.05-0.15$) при частотах 10, 100, 1000 и 10000 Гц переменного магнитного поля с амплитудами $H_{AC} = 1$ и 15 Э. Поликристаллические твердые растворы $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ характеризуются ростом как температуры Кюри (T_C), так и температуры спин-стекольного состояния (T_f) с ростом концентрации серебра.

Наличие каспа в районе ≈ 50 К, связанного с низкотемпературной структурной аномалией $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$, было подтверждено измерением температурной зависимости мнимой части динамической магнитной восприимчивости $\chi''(T)$ при увеличении амплитуды до 15 Э. Разница в поведении динамической восприимчивости может быть связана с проявлением пиннинга доменной стенки. Это подтверждается при применении более сильного переменного поля с амплитудой $H_{AC} = 15$ Э, которое преодолевает эффект пиннинга. Также для $\text{Fe}_{1-x}\text{Ag}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ обнаружен переход при температуре $T_{oo} = 10-15$ К, которая считается температурой дальнего орбитального упорядочения вследствие эффекта Яна–Теллера.

БЛАГОДАРНОСТЬ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИОНХ РАН в области фундаментальных научных исследований.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аминов Т.Г., Шабунина Г.Г., Бушева Е.В. Синтез и магнитные свойства тетрасульфида дихрома железа, легированного серебром // Неорганические материалы. 2020. Т. 56. № 8. С. 815–822. <https://doi.org/10.31857/S0002337X20080011>
2. Ramirez A.P., Cava R.J., Krajewski J. Colossal Magnetoresistance in Cr-Based Chalcogenide Spinels // Nature. 1997. V. 386. P. 156–159. <https://doi.org/10.1038/386156a0>
3. Fritsch V., Deisenhofer J., Fichtl R., Hemberger J. et al. Anisotropic Colossal Magnetoresistance Effects in $\text{Fe}_{1-x}\text{Cu}_x\text{Cr}_2\text{S}_4$ // Phys. Rev. B. 2003. V. 67. P. 144419. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.67.144419>
4. Chen Shen, Zhaorong Yang, Ran Tong et al. Magnetic Anisotropy-Induced Spin-Reorientation in Spinel FeCr_2S_4 // J. Magn. Magn. Mater. 2009. V. 321. P. 3090–3092. <https://doi.org/10.1016/J.JMMM.2009.05.009>
5. Hemberger J., Lunkenheimer P., Fichtl R., Krug von Nidda H.-A. et al. Relaxor Ferroelectricity and Colossal Magnetocapacitive Coupling in Ferromagnetic FeCr_2S_4 // Nature. 2005. V. 434. P. 364–367. <https://doi.org/10.1038/nature03348>
6. Yamasaki Y., Miyasaka S., Kaneko Y., He J.-P. et al. Magnetic Reversal of the Ferroelectric Polarization in a Multiferroic Spinel // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 207204. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.207204>
7. Weber S., Lunkenheimer P., Fichtl R., Hemberger J. et al. Colossal Magnetocapacitance and Colossal Magnetoresistance in FeCr_2S_4 // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 96. P. 157202. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.157202>
8. Tsurkan V., Fritsch V., Hemberger J. et al. Orbital Fluctuations and Orbital Order in FeCr_2S_4 // J. Phys. Chem. Solids. 2005. V. 66. P. 2036–2039. <https://doi.org/10.1016/j.jpcs.2005.09.041>
9. Hemberger J., Rudolf T., Krug von Nidda H.-A., Mayr F. et al. Spin-Driven Phonon Splitting in Bond-Frustrated FeCr_2S_4 // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 087204. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.087204>
10. Strinic A., Reschke S., Vasin K.V., Schmidt M. et al. Magneto-Electric Properties and Low-Energy Excitations of Multiferroic FeCr_2S_4 // Phys. Rev. B. 2020. V. 102. P. 134409. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.102.134409>
11. Rudolf T., Kant Ch., Mayr F., Hemberger J. et al. Spin-Phonon Coupling in Antiferromagnetic Chromium Spinels // New J. Phys. 2007. V. 9. P. 76. <https://doi.org/10.1088/1367-2630/9/3/076>
12. Shirane G., Cox D.E., Pickard S.J. Magnetic Structures in FeCr_2S_4 and FeCr_2O_4 // J. Appl. Phys. 1964. V. 35. P. 954–955. <https://doi.org/10.1063/1.1713556>
13. Broquetas Colominas C., Ballestracci R., Roullet G. Étude par Diffraction Neutronique du Spinel FeCr_2S_4 // Physique. 1964. V. 25. P. 526–528. <https://doi.org/10.1051/jphys:01964002505052600>
14. Mertinat M., Tsurkan V., Samusi D., Tidecks R., Haider F. Low-temperature Structural Transition in FeCr_2S_4 // Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 100408. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.100408>
15. Tsurkan V., Baran M., Szymczak R., Szymczak H., Tidecks R. Spin-Glass Like States in the Ferrimagnet FeCr_2S_4 // Physica B. 2001. V. 296. P. 301–305. [https://doi.org/10.1016/S0921-4526\(00\)00760-2](https://doi.org/10.1016/S0921-4526(00)00760-2)
16. Аминов Т.Г., Шабунина Г.Г., Ефимов Н.Н., Бушева Е.В., Новоторцев В.М. Магнитные свойства твердых растворов на основе FeCr_2S_4 в системе $\text{FeCr}_2\text{S}_4-\text{CdCr}_2\text{S}_4$ // Неорганические материалы. 2019. Т. 55. № 3. С. 236–248. <https://doi.org/10.1134/S0002337X19030035>
17. Аминов Т.Г., Шабунина Г.Г., Бушева Е.В. Динамическая восприимчивость тioxромита FeCr_2S_4 //

- Журн. неорган. химии. 2020. Т. 65. № 2. С. 197–203.
<https://doi.org/10.31857/S0044457X20020026>
18. *Kalvius G.M., Krimmel A., Hartmann O., Wappling R., Wagneret F. et al.* Low Temperature Incommensurately Modulated and Noncollinear Spin Structure in FeCr_2S_4 // *J. Phys.: Condens. Matter.* 2010. V. 22. P. 052205.
<https://doi.org/10.1088/0953-89/22/5/052205>
19. *Hoy G.H., Chandra S.* Effective Field Parameters in Iron Mössbauer Spectroscopy// *J. Chem. Phys.* 2014. V. 140. P. 167101.
<https://doi.org/10.1036/1.1712062>
20. *Eibschutz M., Shtrikman S., Tenenbaum Y.* Magnetically Induced Electric Field Gradient in Tetrahedral Divalent Iron: FeCr_2S_4 // *Phys. Lett. A.* 1967. V. 24. № 11. P. 563–564.
[https://doi.org/10.1016/0375-9601\(67\)90615-9](https://doi.org/10.1016/0375-9601(67)90615-9)
21. *Hoy G.M., Singh K.P.* Magnetically Induced Quadrupole Interactions in FeCr_2S_4 // *Phys. Rev.* 1968. V. 172. P. 514.
<https://doi.org/10.1103/Phys.Rev.172.514>
22. *Spender M.S., Morrish L.E.* Mössbauer Study of the Ferrimagnetic Spinel FeCr_2S_4 // *Can. J. Phys.* 1972. V. 50. № 1. P. 1125–1138.
<https://doi.org/10.1139/p72-155>
23. *Brossard L., Dormann J.L., Goldstein L., Gibart P., Renaudin P.* Second-Order Phase Transition in FeCr_2S_4 Investigated by Mössbauer Spectroscopy: An Example of Orbital Para-to-Ferromagnetism Transition // *Phys. Rev.* 1979. V. 20. P. 2933. doi: 10.1103/PhysRevB.20.2933
24. *Feiner F., van Stapele R.P.* Comment on the Second-Order Phase Transition in FeCr_2S_4 // *Phys. Rev.* 1980. V. 22. P. 2585.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.22.2585>
25. *Feiner F.* Unified Description of the Cooperative Jahn-Teller Effect in FeCr_2S_4 and the Impurity Jahn-Teller Effect in $\text{CoCr}_2\text{S}_4:\text{Fe}^{2+}$ // *J. Phys. C: Solid State Phys.* 2000. № 15. P. 1515.
<https://doi.org/10.1088/0022-3719/15/7/017>
26. *Maurer D., Tsurkan V., Horn S., Tidecks R.* Dynamic Susceptibility of Thiochromite FeCr_2S_4 // *J. Appl. Phys.* 2003. V. 93. P. 9173.
<https://doi.org/10.1063/1/1570930>
27. *Fichtl R., Tsurkan V., Lunkenheimer P., Hemberger J., Fritsch V. et al.* Orbital Freezing and Orbital Glass State in FeCr_2S_4 // *Phys. Rev. Lett.* 2005. V. 94. P. 027601.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.027601>