

УДК 537.61+537.622

© 1990

СТОХАСТИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ В $\text{Sm}_{0,6}\text{Eu}_{0,4}\text{FeO}_3$ СОЕДИНЕНИИ С КОНКУРИРУЮЩЕЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

С. С. Карнеева, В. П. Калантарян, К. Н. Качарян, Р. М. Мартироссян,
 В. Н. Милов, Е. В. Синицын, Т. К. Соловях

Проведены измерения температурной зависимости величин компонент $\sigma_a(T, H)$ и $\sigma_c(T, H)$, а также проекции среднего магнитного момента на диагональ плоскости ac - $\sigma_{45}(T, H)$ (при различных полях $H \leq 1$ кЭ) в соединении $\text{Sm}_{0,6}\text{Eu}_{0,4}\text{FeO}_3$ с конкурирующей анизотропией. На основании измерений $\sigma_{45}(T, H)$ определена температурная зависимость соответствующей магнитной восприимчивости $\chi_{45}(T)$. Показано, что $\chi_{45}(T)$ аномально велика в центре области спин-переориентации $\text{Sm}_{0,6}\text{Eu}_{0,4}\text{FeO}_3$; $\chi_{45}(305 \text{ K}) \approx 10^{-4} \text{ см}^3/\text{г}$. Это связывается с существованием в указанном интервале температур стохастической магнитной структуры с ориентационными флуктуациями магнитных моментов.

Как было показано в [1, 2], спин-ориентационные переходы в магнетиках с конкурирующей анизотропией имеют сложный характер. В частности, в процессе спин-переориентации могут возникать стохастические магнитные структуры, в которых магнетики обладают целым рядом аномалий физических свойств. К соединениям с конкурирующей анизотропией относятся и смешанные твердые растворы на основе ортоферритов $\text{R}_{1-x}^1\text{R}_x^2\text{FeO}_3$, где при рассмотрении, например, наиболее распространенных переходов в ac -плоскости ионы R^1 и R^2 могут давать вклады противоположного знака в первую константу анизотропии K_1 . Поскольку их распределение по узлам решетки случайно, должны наблюдаться флуктуации величины и знака константы $K_1(\mathbf{r})$. Для описания магнитной анизотропии таких соединений удобно ввести среднее значение $\langle K_1(\mathbf{r}) \rangle = \bar{K}_1$, дисперсию $D_{K_1} = \langle \delta K_1^2(\mathbf{r}) \rangle$ и корреляционный радиус R_{CK_1} флуктуаций $\delta K_1(\mathbf{r}) = K_1(\mathbf{r}) - \bar{K}_1$. На рис. 1 схематически изображена фазовая диаграмма соединений $\text{R}_{1-x}^1\text{R}_x^2\text{FeO}_3$ для переходов в ac -плоскости, построенная с учетом соображений [1, 2]; при этом использованы стандартные [3] обозначения Γ_4, Γ_2 для наблюдаемых в RFeO_3 слабоферромагнитных структур. Как видно из рис. 1, в соединениях с конкурирующей анизотропией типа $\text{R}_{1-x}^1\text{R}_x^2\text{FeO}_3$ возникновению угловой фазы Γ_{42} , в которой средние векторы ферро $\langle \mathbf{F} \rangle$ - и антиферромагнетизма $\langle \mathbf{G} \rangle$ [3] отклонены от осей a и c , должно предшествовать возникновение асперомагнитных структур $AS(\Gamma_4), AS(\Gamma_2)$. В фазах $AS(\Gamma_4), AS(\Gamma_2)$ средний вектор $\langle \mathbf{F} \rangle$ лежит вдоль оси c (a), а дальний порядок в ориентации компонент векторов $\mathbf{F}(\mathbf{r}), \mathbf{G}(\mathbf{r})$, перпендикулярных $\langle \mathbf{F} \rangle, \langle \mathbf{G} \rangle$, отсутствует, т. е. они ориентированы хаотически по типу спинового стекла [4].

Оценки дисперсии $D_F = \langle [\delta \mathbf{F}(\mathbf{r}) / |\mathbf{F}(\mathbf{r})|]^2 \rangle$ и корреляционного радиуса R_F ориентационных флуктуаций $\delta \mathbf{F}(\mathbf{r}) = \mathbf{F}(\mathbf{r}) - \langle \mathbf{F} \rangle$ в угловой фазе, проведенные в [1], показывают, что эти величины аномально возрастают вблизи ее границ, т. е. $D_F, R_F \rightarrow \infty$ при $\bar{\theta} \rightarrow 0, \pi/2$, где $\bar{\theta}$ — угол, задающий ориентацию вектора $\langle \mathbf{F} \rangle$ относительно оси c . При этом дальний порядок в ориентации магнитных моментов разрушается крупномасштабными флуктуациями векторов $\mathbf{F}(\mathbf{r}), \mathbf{G}(\mathbf{r})$, приводящими, как и в других не-

упорядоченных магнетиках [4], к возникновению магнитогетерогенных двухфазных состояний. Так, в области SOS_n существуют домены угловой фазы и остатки структуры Γ_4 , а в области $S'S'_n$ — зародыши структуры Γ_2 и остатки угловой фазы.

Многолетние исследования таких твердых растворов тем не менее не выявили характерных для магнетиков с конкурирующей анизотропией аномалий кривых вращающих моментов, намагниченности, магнитоstriction. Это кажущееся противоречие экспериментальных данных теоретическим предсказаниям [1, 2] объясняется наличием достаточно большой положительной константы анизотропии четвертого порядка $K_2 > 0$ для переходов в ac -плоскости ортоферритов [3]. Основной вклад в K_2 , слабо зависящую от температуры, дает подсистема $3d$ -ионов [5]. В первом при-

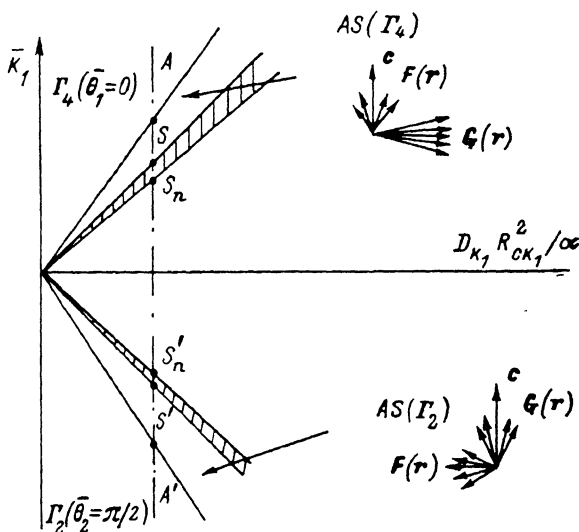


Рис. 1. Фазовая диаграмма для спин-ориентационных переходов в ac -плоскости соединений с конкурирующей анизотропией на основе $RFeO_3$.

На вставках — ориентация $F(r)$, $G(r)$ в асперомагнитных структурах. Заштрихованы области гетерофазных состояний.

ближении, пренебрегая локальными структурными искажениями решетки при замещении одного редкоземельного иона на другой, можно предположить, что флуктуации $\delta K_2(r)$ в системах $R_{1-x}R_x^2FeO_3$ отсутствуют. Можно показать, что более точные расчеты, проведенные с учетом $\delta K_2(r)$, не изменят качественно приведенных ниже результатов. С учетом сделанных замечаний представим энергию анизотропии четвертого порядка в виде

$$H_{an}^{(4)} = K_2 \sin^4 \theta(r), \quad (1)$$

где $\theta(r)$ угол между вектором ферромагнетизма $F(r)$ и осью c . Используя стандартные методы [1], нетрудно оценить отношение ширины области существования асперомагнитных структур $AS(\Gamma_4)$, $AS(\Gamma_2)$ и многодоменных состояний на фазовой диаграмме $AS_n + A'S'_n$ (рис. 1) к общей ширине спин-ориентационного перехода при заданной величине параметра $D_{K_1} R_{CK_1}^2 / \alpha$

$$\gamma = (AS_n + A'S'_n) / AA' \sim D_{K_1}^2 R_{CK_1}^8 (\alpha^2 K_2)^{-1}, \quad (2)$$

где D_{K_1} , R_{CK_1} определены выше, α — параметр неоднородного обмена [6]. Поскольку в области спин-переориентации средняя константа анизотропии \bar{K}_1 линейно зависит от температуры [3], то параметр γ (2) определяет также относительную величину температурного интервала, в котором должны наблюдаться стохастические магнитные структуры, перечисленные выше.

Нетрудно также, пользуясь методами [1], оценить и величину дисперсии ориентационных флуктуаций магнитных моментов в угловой фазе

$$D_F = (D_{K_1} R_{CK_1}^3 / \alpha^{3/2} \sqrt{2K_2}) \{ [2K_d - \bar{K}_1] [K_1 + 2K_2 + 2K_d] (K_2 + 2K_d) \}. \quad (3)$$

Здесь $K_d = D_{K_1} R_{CK_1}^2 / \alpha$. Максимальное значение дисперсии $[D_F]_{\max}$ достигается при $\bar{K}_1 = -K_2$, когда $\theta = 45^\circ$. Из (2), (3) видно, что выполняется соотношение

$$\gamma \sim [D_F]_{\max}^2. \quad (4)$$

Конкурирующая магнитная анизотропия должна, в частности, наблюдаться в составах $\text{Sm}_{1-x}\text{Eu}_x\text{FeO}_3$, где ионы Sm^{3+} дают аномально боль-

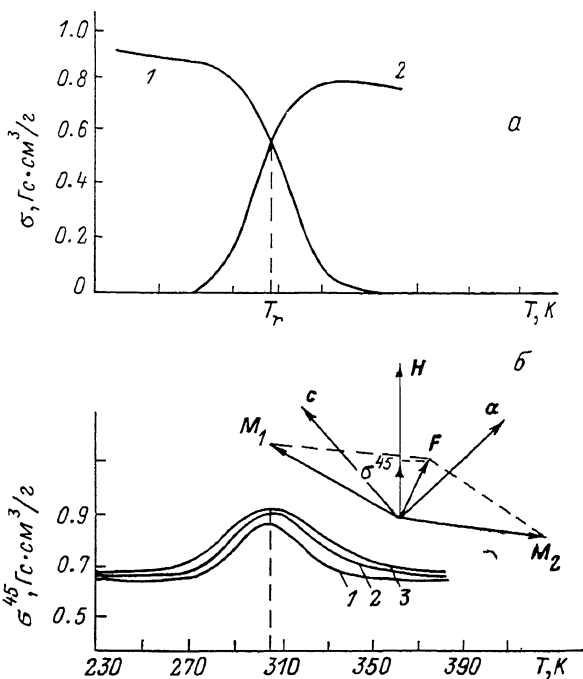


Рис. 2. Температурная зависимость величины слабого магнитного момента в $\text{Sm}_{0.6}\text{Eu}_{0.4}\text{FeO}_3$.

a — компоненты $\sigma_a(T)$ (1), $\sigma_c(T)$ (2) вдоль осей *a*, *c*; *b* — температурная зависимость проекции магнитного момента на диагональ плоскости *ac* (σ_{45}) в полях $H=80$ (1), 400 (2) и 1000 Э (3).

шой вклад в константу K_1 , который уже при достаточно высоких температурах $T \sim 400$ К приводит к изменению ее знака [3], тогда как ионы Eu^{3+} практически не дают вклада в K_1 [7]. Таким образом, уже при достаточно высоких температурах в участках кристаллов $\text{Sm}_{1-x}\text{Eu}_x\text{FeO}_3$ с достаточно большим содержанием Sm^{3+} будет выполняться условие $K_1(r) < 0$, а в областях, обедненных Sm^{3+} , константа анизотропии будет положительной за счет превалирующего в них положительного [3, 5] вклада $3d$ -подрешетки.

На рис. 2 приведены результаты измерений величины проекций магнитного момента состава $\text{Sm}_{0.6}\text{Eu}_{0.4}\text{FeO}_3$ на оси *a* и *c* в области спин-перориентации, протекающей для данного соединения в области комнатных температур, что и обусловило его выбор для исследования. Используя данные рис. 2, нетрудно оценить дисперсию ориентационных флуктуаций D_F по отклонению экспериментально измеренного магнитного момента

$$\sigma(T) = F(T) M_0(T) = [\sigma_a^2(T) + \sigma_c^2(T)]^{1/2} \approx \sigma_0(T) [1 - D_F/2], \quad (5)$$

где $M_0(T)$ — величина магнитного момента отдельной подрешетки Fe^{3+} [3], от теоретической зависимости $\sigma_0(T)$ для упорядоченных RFeO_3

$$\sigma_0(T) = \sigma_a \left\{ 1 - \frac{\sigma_c - \sigma_a}{\sigma_c} \sin^2 \bar{\theta}(T) \right\}. \quad (6)$$

При выводе [6] учтены изменения величины $\sigma_0(T)$ в процессе спин-переориентации, наблюдающиеся и в упорядоченных RFeO_3 . Величины слабых магнитных моментов вдоль a - c -осей σ_a , σ_c определяются отношениями соответствующих компонент векторов Дзялошинского к параметрам обмена ионов Fe^{3+} и в сравнительно узком температурном интервале спин-переориентации практически не зависят от температуры [3]. Оказалось, что $[D_F]_{\text{max}} \sim 1.3 \cdot 10^{-1}$ и достигается действительно в центре области спин-переориентации; тогда величина γ (4) составляет всего $\sim 10^{-2}$. При общей протяженности области спин-переориентации $\Delta T_{AA'} \sim 35$ К общая ширина областей существования асперомагнитных фаз и магнитогетеро-

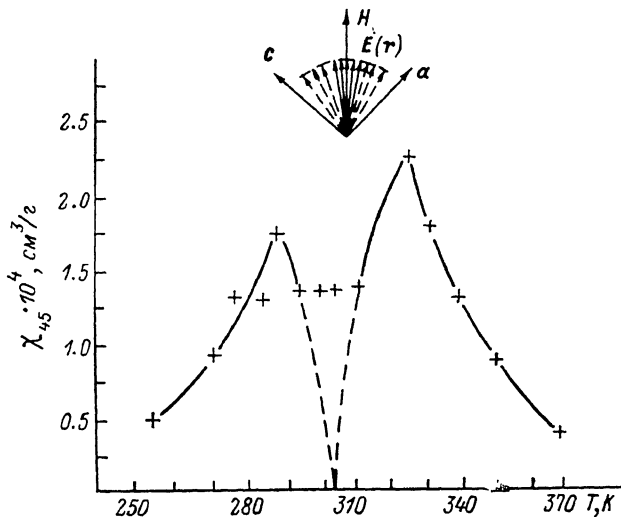


Рис. 3. Температурная зависимость $\chi_{45}(T)$, рассчитанная на основании данных рис. 2. Штрихи — схематический вид $\chi_{45}(T)$ в упорядоченных RFeO_3 в области спиновой переориентации.

генных состояний ($AS'_a + A'S'_c$; рис. 1) составляет всего $\sim 3.5 \cdot 10^{-1}$ К, что сильно затрудняет их экспериментальное обнаружение чисто магнитными методами. В то же время такая возможность сохраняется для магнитооптических исследований, позволяющих визуально обнаружить возникновение магнитных неоднородностей в системе.

Для явного обнаружения дисперсии ориентационных флуктуаций в угловой фазе, существование которых в соответствии с теоретическими выводами [1, 2] является характерным свойством систем с конкурирующей анизотропией, были проведены измерения намагниченности $\sigma_{45}(T)$ вдоль диагонали ac -плоскости в различных полях (рис. 2, б) и с их помощью рассчитана величина магнитной восприимчивости в этом направлении (рис. 3). В упорядоченных соединениях RFeO_3 в центре области спин-переориентации χ_{45} принимает значения $\chi_{45} \approx \chi_{\perp} \approx 10^{-6}$ $\text{см}^3/\text{г}$, соответствующие обычной перпендикулярной восприимчивости [3]. В рассматриваемой системе $\text{Sm}_{0.6}\text{Eu}_{0.4}\text{FeO}_3$ при $T=305$ К $\bar{\theta}=45^\circ$ ($\langle \mathbf{F} \rangle$ лежит вдоль диагонали плоскости ac), а $\chi_{45}(T=305 \text{ К}) \approx 1.4 \cdot 10^{-4}$ $\text{см}^3/\text{г}$, что значительно превосходит типичные величины χ_{\perp} . Маловероятно, что аномально большая величина $\chi_{45}(T)$ в центре области спин-переориентации вызвана случайным возрастанием при этих температурах восприимчивости редкоземельной подрешетки, поэтому ее можно связать со стягиванием веера ориентационных флуктуаций D_F во внешнем поле $\mathbf{H} \parallel \langle \mathbf{F} \rangle (\bar{\theta}=45^\circ)$ (рис. 3). Действительно, восприимчивость, связанная с этим процессом, имеет вид

$$\chi_{45} = \frac{d \langle \mathbf{F} (\bar{\theta}=45^\circ) \rangle}{dH} \Big|_{\mathbf{H} \parallel \langle \mathbf{F} (\bar{\theta}=45^\circ) \rangle} M_0. \quad (7)$$

Используя (5), (6) и определение D_F (3), получаем, что в центре области спин-переориентации при $K_1(T_r) = -K_2$ угол $\bar{\theta} = 45^\circ$ и

$$\chi_{45}(T_r) \approx [D_F]_{\max} \frac{\sigma_0^2(T_r)}{8K_2}. \quad (8)$$

Используя приведенные выше оценки $[D_F]_{\max}$ и экспериментальные данные σ_0 (рис. 2, а), при характерных для соединений RFeO₃ значениях K_2 [3] находим $\chi_{45}(T_r) \approx 10^{-4}$ см³/г, что хорошо согласуется с данными рис. 3.

Следует отметить, что возникновение ориентационных флуктуаций векторов $\mathbf{F}(\mathbf{r})$, $\mathbf{G}(\mathbf{r})$ в угловой фазе должно сопровождаться особенностями всех физических характеристик материала; в частности, нами наблюдалось необычное нелинейное изменение величины двупреломления с температурой в составе Sm_{0,6}Eu_{0,4}FeO₃ в области спин-переориентации, тогда как в [8] были обнаружены аномалии температурной зависимости скоростей звуковых волн в центре спин-ориентационного перехода. Анализ подобных эффектов, обусловленных спецификой взаимодействия элементарных возбуждений в различных подсистемах соединений с конкурирующей анизотропией с неоднородностями их магнитной структуры, является самостоятельной задачей и будет проведен в дальнейшем.

Список литературы

- [1] Сявичы Е. В., Иванов С. И. // ФММ. 1986. Т. 62. № 4. С. 689—699.
- [2] Милов В. Н., Артемьев Г. А., Неделько В. И., Прун А. Ф., Семенова М. В., Сявичы Е. В. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. № 1. С. 272—279.
- [3] Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М., Левитин Р. З. Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. М.: Наука, 1979. С. 317.
- [4] Коренблит И. Я., Шендер Е. Ф. // Изв. вузов, физика. 1984. Т. 27. № 10. С. 23—45.
- [5] Москвин А. С. // Автореф. докт. дис. М., МГУ, 1984. С. 44.
- [6] Вонсовский С. В., Магнетизм. М.: Наука, 1974. С. 1032.
- [7] Звездин А. К., Матвеев В. М., Мухин А. А., Попов А. И., Редкоземельные ионы в магнитоупорядоченных кристаллах. М.: Наука, 1985. С. 244.
- [8] Гесь А. П., Барило С. М., Лучинец А. М., Бояршинов Ю. В., Балаев А. Д. // Физические свойства и структура неметаллических ферромагнетиков. Минск, 1987. С. 53—65.

Свердловский горный институт
им. В. В. Вахрушева
Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР
Ереван

Поступило в Редакцию
4 ноября 1989 г.