

ОБ АНОМАЛЬНОМ ПОВЕДЕНИИ МАГНИТНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ВБЛИЗИ ТЕМПЕРАТУРЫ МАГНИТНОЙ КОМПЕНСАЦИИ В СОЕДИНЕНИЯХ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ С ЖЕЛЕЗОМ

А. М. Бислиев, А. К. Звездин, Д. Ким,

С. А. Никитин, А. Ф. Попков.

В ферримагнитных соединениях редкоземельных металлов с железом HoFe_3 , ErFe_3 и ErFe_2 вблизи точки магнитной компенсации T_K обнаружены максимумы на кривой температурной зависимости дифференциальной восприимчивости χ — один при $T < T_K$, другой при $T > T_K$. Проведенные на основе теории молекулярного поля вычисления χ показали, что такие максимумы на кривых $\chi(T)$ должны появляться в неколлинеарной фазе в полях, меньших эффективного обменного поля, если магнитное поле направлено вдоль оси легкого намагничивания. Показано, что теоретическое значение восприимчивости в неколлинеарной фазе согласуется с экспериментальными данными.

В ферримагнитных соединениях редкоземельных металлов с железом ErFe_2 , ErFe_3 и HoFe_3 вблизи температуры магнитной компенсации, которая равна для этих соединений 490, 250 и 393°K, соответственно, наблюдаются аномалии дифференциальной восприимчивости (рис. 1). В слабых полях, меньше $1,5 k\epsilon$, на кривой $\chi(T)$ наблюдается минимум в T_K , но при возрастании магнитного поля поведение восприимчивости становится более сложным: на кривой $\chi(T)$ в соединениях HoFe_3 и ErFe_3 появляются два максимума: один при $T < T_K$, другой при $T > T_K$. Образцы были приготовлены в лаборатории Е. М. Савицкого по технологии, описанной ранее [1].

Эти соединения являются двухподрешеточными ферримагнетиками. Известно [2, 3], что в ферримагнетиках вблизи температуры компенсации индуцированная угловая структура возникает в относительно слабых полях. Мы покажем, что наблюдаемые аномалии могут быть обусловлены фазовыми переходами из коллинеарной фазы в угловую.

В соединениях RFe_2 и RFe_3 [5, 4] так же, как и в редкоземельных ферритах-гранатах [6], обменное взаимодействие между редкоземельными ионами мало и им можно пренебречь, в то время как в железной подрешетке существует сильное обменное взаимодействие. Исходя из этого, для описания магнитных свойств данных ферримагнетиков можно использовать следующую модель. Подрешетка ионов железа находится в состоянии насыщения (парапроцессом можно пренебречь), магнитное упорядочение редкоземельной подрешетки определяется обменным полем, действующим со стороны железной подрешетки.

Основные особенности поведения восприимчивости можно выявить на примере одноосного ферримагнетика для двух направлений магнитного поля: $H \parallel$ легкой оси (ЛО) и $H \perp$ ЛО.

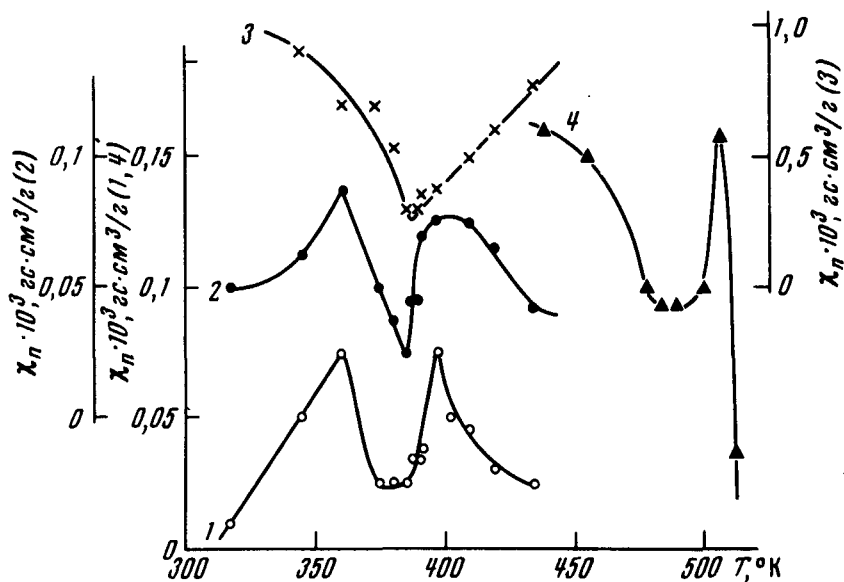


Рис. 1. Температурная зависимость дифференциальной магнитной восприимчивости χ для соединения HoFe_3 в полях 11 кэ (кривая 1), 9 кэ (кривая 2), 1,5 кэ (кривая 3), и для соединения ErFe_2 в поле 11 кэ

Для вычисления восприимчивости $\chi = -\sigma^2 \phi / dH^2$ используем термодинамический потенциал для $H \parallel \text{ЛО}$ в виде [7]:

$$\phi = -HM_1 \cos \theta - \int_0^{H_{\text{eff}}} M_2(h) dh - K \cos^2 \theta, \quad (1)$$

где $H_{\text{eff}}^2 = H^2 + (\lambda M_1)^2 - 2\lambda M_1 H \cos \theta$, θ — угол между внешним полем H и магнитным моментом железной подрешетки M_1 , K — константа анизотропии кристалла, $M_2(h)$ — намагниченность редкоземельной подрешетки как функция молекулярного поля, λM_1 — обменное поле, действующее со стороны железной подрешетки на редкоземельную.

Вычисления дают следующие выражения для восприимчивости:

а) в коллинеарной фазе

$$\chi = \frac{N\mu_0^2}{kT} \frac{dB_J(x)}{dx}, \quad (2)$$

$$x = \begin{cases} \frac{\mu_0(\lambda M_1 + H)}{kT}, & T < T_K \\ \frac{\mu_0(\lambda M_1 - H)}{kT}, & T > T_K \text{ и } H < \lambda M_1, \end{cases}$$

μ_0 — магнитный момент редкоземельного иона при $T = 0^\circ\text{K}$, N — число редкоземельных ионов в единице объема, $B_J(x)$ — функция Бриллю-

эна, б) в неколлинеарной фазе

$$\chi = \frac{1}{\lambda} \left[1 + \frac{2K\lambda}{H^2} \cos^2 \theta + \left(\frac{4K\lambda}{H} \cos \theta - \frac{2K}{M_1} \right) \sin \theta \frac{\partial \theta}{\partial H} \right], \quad (3)$$

где $\theta(T, H)$ определяется уравнением $\partial \phi / \partial \theta = 0$.

Если поле H перпендикулярно ЛО намагничивания, то в формулах (1) и (3) следует изменить знак перед константой анизотропии K — аналогично случаю трудной оси намагничивания (ТО).

В наиболее интересной области поля $2K/M_1 \ll H \ll \lambda M_1$ выражения для χ примут более простой вид:

$$\chi_{\parallel \text{ЛО}} = \frac{1}{\lambda} \left[1 + \frac{2K\lambda}{H^2} (1 + 2\xi) \cos^2 \theta \right], \quad (4)$$

$$\chi_{\parallel \text{ТО}} = \frac{1}{\lambda} \left[1 - \frac{2K\lambda}{H^2} \left(1 + \frac{2}{\xi} \right) \cos^2 \theta \right], \quad (5)$$

где

$$\xi = \frac{1 + 2K\lambda/H^2(1-\delta)}{1 - 2K\lambda/H^2(1-\delta)}, \quad \delta = \lambda \frac{\partial M_2}{\partial H_{\text{eff}}} < 1, \quad (6)$$

где $\cos \theta(H, T)$ определяется из уравнения $\partial \phi / \partial \theta = 0$.

Неколлинеарная структура в случае $H \parallel$ ЛО существует при

$$H > H_{\text{кр}} = \sqrt{2K\lambda/(1-\delta)}. \quad (7)$$

Вид температурной зависимости $\chi(T)$ при одинаковом значении поля $H > H_{\text{кр}}$ для обоих случаев, когда $H \parallel$ ЛОН и $H \parallel$ ТОН, определенный из формул (4) и (5), представлен на рис. 2.

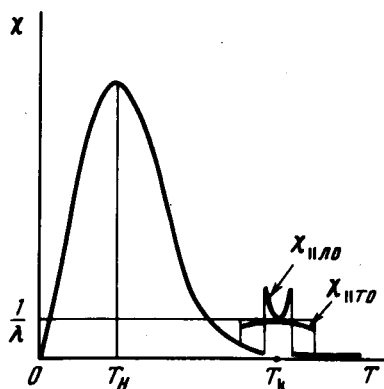


Рис. 2. Температурная зависимость дифференциальной магнитной восприимчивости согласно теоретическому расчету: $\chi_{\parallel \text{ЛО}}$ — магнитное поле направлено вдоль оси легкого намагничивания, $\chi_{\parallel \text{ТО}}$ — поле вдоль оси трудного намагничивания

Из выражений (4), (5), (6) следует, что при увеличении поля ($H > H_{\text{кр}}$) (при этом температурная область существования угловой фазы расширяется) указанные на рис. 2 пики и провалы восприимчивости вблизи точки магнитной компенсации уменьшаются и остается только скачок. Нуж-

но заметить, что пики и провалы на кривых зависимости восприимчивости от температуры появляются только при учете анизотропии. В изотропной модели в угловой фазе $\chi(T) = 1/\lambda$.

Очевидно, что в поликристалле поведение восприимчивости будет более сложным, но основные черты его, несомненно, сохранятся.

Для того, чтобы проверить, в какой степени описанная выше теоретическая модель согласуется с экспериментом, сделаем некоторые оценки. Коэрцитивная сила при приближении к T_K возрастает по закону $H_c = 2K/M_s$ [8]. Отсюда и из наших экспериментальных данных, см. также [1], следует, что для ErFe_2 , ErFe_3 и HoFe_3 значения констант магнитной анизотропии вблизи T_K равны соответственно $1 \cdot 10^3$; $3 \cdot 10^3$ и $3 \cdot 10^3$ эрг/см³. Постоянную молекулярного поля λ можно найти по формуле

$$\lambda = \frac{2S}{gJ} \frac{H_{э2}}{M_1},$$

где M_1 — намагниченность на единицу объема, $H_{э2}$ — значения эффективного обменного поля, которые были определены из температурной зависимости намагниченности редкоземельной подрешетки по методу, предложенному в работе [9]. Для соединений ErFe_2 , ErFe_3 и HoFe_3 величина λ оказалась равной, соответственно, $2,7 \cdot 10^3$; $0,8 \cdot 10^3$ и $0,9 \cdot 10^3$. Значения $H_{кр}$, вычисленные по формулам (6), (7), для этих соединений оказались равны примерно $2 \div 3$ кэ. Это показывает, что в использованных в эксперименте полях действительно реализовалась угловая структура. Предсказываемый теорией вид кривых $\chi(T)$ в неколлинеарной фазе качественно согласуется с экспериментом. Кроме того, экспериментальные значения восприимчивости при $T = T_K$, соответствующие угловой фазе, неплохо согласуются со значением $\chi = 1/\lambda$, которое следует из теории. Так, в ErFe_2 $\chi(T_K) = 0,12 \cdot 10^{-3}$, в ErFe_3 $\chi = 0,09 \cdot 10^{-3}$, в HoFe_3 $\chi = 0,025 \cdot 10^{-3}$ эс см³/г.э, в то время как $\chi = 1/\lambda = 0,14 \cdot 10^{-3}$ эс см³/г.э.

Таким образом, проведенное исследование показывает, что в соединениях ErFe_2 , ErFe_3 и HoFe_3 вблизи температуры компенсации в относительно слабом магнитном поле ($H \approx 2 \div 3$ кэ) возникает угловая структура. Для исследования возникающей угловой магнитной структуры может оказаться полезным изучение аномалий других физических величин: магнетокалорического эффекта, гальваномагнитных явлений, скорости звука.

В заключение выражаем благодарность проф. К.П.Белову за участие в обсуждении полученных результатов, В.Ф.Тереховой и В.Е.Колесниченко за приготовление образцов для исследования.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
23 марта 1973 г.

Литература

- [1] К.П.Белов, А.М.Бислиев, С.А.Никитин, В.Е.Колесниченко. ФММ, 34, 470, 1972.

- [2] A. Clark, E. Callen. *J. Appl. Phys.*, **39**, 5972, 1968.
- [3] К.П.Белов. Ферриты в сильных магнитных полях. М., изд. Наука, 1972.
- [4] E. Burzo, Z. Magnew. *Phys.*, **32**, 127, 1971.
- [5] K. Taylor. *Adv. Phys.*, **20**, №87, 1971.
- [6] К.П.Белов, М.А.Белянчикова, Р.З.Левитин, С.А.Никитин. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики, М., изд. Наука, 1965.
- [7] А.К.Звездин, В.М.Матвеев. *ЖЭТФ*, **62**, 260, 1972.
- [8] Б.П.Горанский, А.К.Звездин. *ЖЭТФ*, **57**, 547, 1969.
- [9] К.П.Белов, С.А.Никитин. *Phys. Stat. Sol.*, **12**, 453, 1965.
-