

## МАГНИТНОЕ УПОРЯДОЧЕНИЕ В ДВУХПОДРЕШЕТОЧНОМ ФЕРРИМАГНЕТИКЕ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНО АНИЗОТРОПНЫХ ПРИМЕСНЫХ ИОНОВ

А. Мазевский,<sup>1</sup> В. В. Тарасенко, В. Д. Харитонов

1. Исследование ЖИГ с примесными сильно анизотропными ионами (САИ), анизотропия которых велика по сравнению с анизотропией ионов железа, представляет значительный интерес как ввиду перспективности их применений (например, в магнитооптических устройствах), так и с физической точки зрения. Было обнаружено сильное влияние САИ на анизотропию, магнитострикцию и доменную структуру пленок ЖИГ [1-5]. Активно исследуется явление магнитного последействия в пленках ЖИГ с примесью Со после приложения достаточно длительного импульса магнитного поля (см. работы [5, 6] и ссылки в них). Примером определяющего влияния САИ на магнитные свойства ЖИГ может служить экспериментально обнаруженная в работе [7] в упомянутых выше пленках неколлинеарность магнитных моментов подрешеток железа. Цель настоящей работы — объяснение этого эффекта путем теоретического анализа магнитного упорядочения в модели двухподрешеточного ферримагнетика с примесями САИ с анизотропиями разного знака (для ЖИГ такими ионами являются  $\text{Co}^{2+}$  и  $\text{Co}^{3+}$ ). Считается, что энергии анизотропии САИ велики по сравнению с энергией анизотропии магнитных ионов матрицы, но (в отличие от [2]) малы по сравнению со всеми обменными энергиями. При этих предположениях, как показано в [8, 9], справедливо классическое рассмотрение.

2. Будем исходить из выражения для плотности свободной энергии кубического примесного кристалла в приближении среднего поля

$$F = IM_1M_2(1 - c_1)(1 - c_2) + J\mu_1M_1c_1(1 - c_2) + \bar{J}\mu_2M_2c_2(1 - c_1) + K_1(1 - c_1)(M_{1x}^4 + M_{1y}^4 + M_{1z}^4) + K_2(1 - c_2)(M_{2x}^4 + M_{2y}^4 + M_{2z}^4) + x_1c_1(\mu_{1x}^4 + \mu_{1y}^4 + \mu_{1z}^4) + x_2c_2(\mu_{2x}^4 + \mu_{2y}^4 + \mu_{2z}^4), \quad (1)$$

где  $M_i$  и  $K_i$  ( $i=1, 2$ ) — магнитный момент и константа анизотропии  $i$ -й подрешетки матрицы (для железа  $K_{1, 2} > 0$ );  $\mu_k$ ,  $x_k$ ,  $c_k$  ( $k=1, 2$ ) — магнитный момент, константа анизотропии и концентрация примесных атомов  $k$ -го сорта (для  $\text{Co}^{2+}$  константа  $x_1 > 0$ , для  $\text{Co}^{3+}$  константа  $x_2 < 0$ );  $I, J, \bar{J} > 0$  — обменные интегралы, смысл которых ясен из приведенной записи. В соответствии со сказанным выше считаем, что  $I, J, \bar{J} \gg |x_{1, 2}| \gg |K_{1, 2}|$ .

В дальнейшем удобно ввести полярные и азимутальные углы  $\vartheta_i$ ,  $\varphi_i$  ( $i=1, 2$ ), определяющие направление моментов подрешеток железа, и углы  $\bar{\vartheta}_i$ ,  $\bar{\varphi}_i$  ( $i=1, 2$ ) для моментов примесных ионов (углы  $\vartheta$  отсчитываем от оси [001], а углы  $\varphi$  — от оси [100]). Будем предполагать, что неколлинеарность магнитных моментов железных и примесных подрешеток мала, т. е.

$$\vartheta_2 = \pi - \vartheta_1 + \vartheta, \quad \bar{\vartheta}_1 = \vartheta_1 + \psi_1, \quad \vartheta_2 = \pi - \vartheta_1 - \psi_2, \\ \varphi_2 = \pi + \varphi_1 + \varphi, \quad \bar{\varphi}_1 = \varphi_1 + \lambda_1, \quad \bar{\varphi}_2 = \pi + \varphi_1 + \lambda_2,$$

где

$$|\vartheta|, |\varphi|, |\psi_i|, |\lambda_i| \ll 1.$$

Минимизируя свободную энергию (1) по переменным  $\vartheta$ ,  $\varphi$ ,  $\psi_i$ ,  $\lambda_i$ , можно выразить ее через углы  $\vartheta_1$  и  $\varphi_1$  в первом порядке по малому параметру — отношению энергии анизотропии к обменной энергии

<sup>1</sup> Филиал Варшавского университета. Белосток, Польская республика.

$$F = F_0 + (K/16)[7 + 2x + 7x^2 + y(1-x)^2] - (\rho/16)(1-x)^3(1-y^2) - (\rho/32)(1-x^2)[1 + 7x - y(1-x)]^2, \quad (2)$$

где  $F_0$  — часть свободной энергии, не зависящей от угловых переменных;  $x = \cos 2\vartheta_1$ ;  $y = \cos 4\varphi_1$ ;  $K = K_1 M_1^4 (1-c_1) + K_2 M_2^4 (1-c_2) + \kappa_1 \mu_1^4 c_1 + \kappa_2 \mu_2^4 c_2$ ;  $\rho = [\kappa_1 \mu_1^4 c_1 + K_2 M_2^4 (1-c_2)]^2 / I M_1 M_2 (1-c_1)(1-c_2) + \kappa_1^2 \mu_1^4 c_1 / J M_2 (1-c_2) + \kappa_2^2 \mu_2^4 c_2 / J M_1 (1-c_1)$ . Кроме того, оказывается, что магнитные моменты всегда лежат в плоскости (101), так что углы  $\vartheta_1$  и  $\varphi_1$  связаны соотношением  $\sin^2 \vartheta_1 = (1 + \sin^2 \varphi_1)^{-1}$  или  $y = (1 + 14x + 17x^2)/(1-x^2)$ . Учитывая это обстоятельство, перепишем (2) в виде

$$F = F_0 + \frac{1}{2} K (1 + 2x + 3x^2) + 2\rho x (1+x)(1+3x)^2. \quad (3)$$

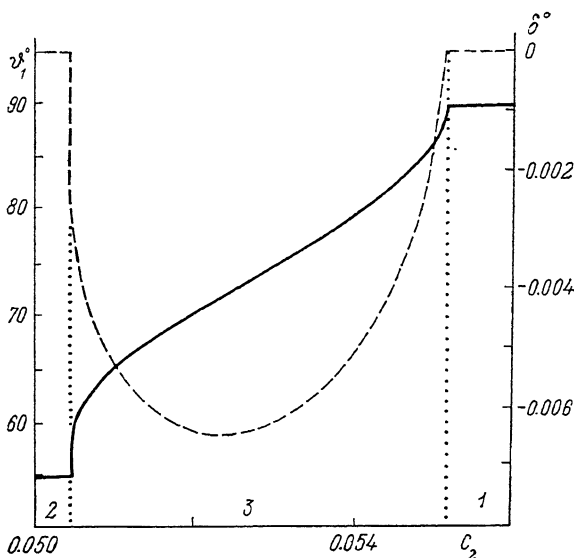


Рис. 1. Концентрационная зависимость ориентации  $\vartheta_1$  магнитного момента одной из подрешеток железа (сплошная линия) и угла неколлинеарности  $\delta$  (штриховая линия).

Цифрами обозначены области существования фаз.

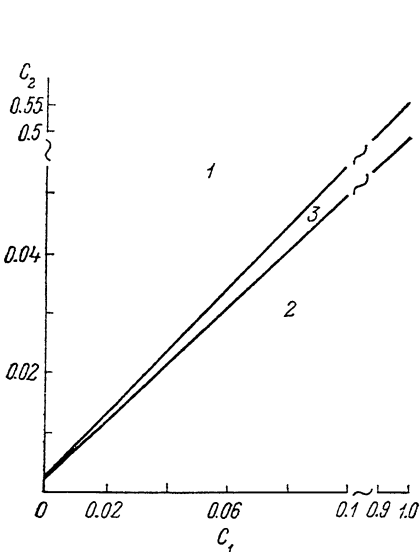


Рис. 2. Фазовая диаграмма на плоскости  $(c_1, c_2)$  кристалла ЖИГ с примесями  $\text{Co}^{2+}$  и  $\text{Co}^{3+}$ .

Угол между магнитными моментами подрешеток железа  $\Phi$  также выражается только через переменную  $x$

$$\cos \Phi = -1 - 4\rho_1^2 x (1+x)(1+3x)^2,$$

где

$$\rho_1 = [\kappa_1 \mu_1^4 c_1 + K_2 M_2^4 (1-c_2)] / I M_1 M_2 (1-c_1)(1-c_2). \quad (4)$$

Анализ выражения (3) показывает, что в зависимости от концентрации САИ могут существовать три равновесные фазы: 1)  $x = -1$ , моменты вдоль ребра [100]; 2)  $x = -1/3$ , моменты вдоль диагонали [111]; 3)  $-1 < x < -1/3$ , моменты в плоскости (101) между ребром [100] и диагональю [111], так что направление моментов не совпадает с осями симметрии кристалла; магнитные моменты подрешеток матрицы в этой фазе, как видно из (4), неколлинеарны.

Для описания переходов между фазами при изменении концентрации примесей удобно ввести безразмерный параметр  $\varepsilon (c_1, c_2) = K/4\rho$ . При движении магнитных моментов от ребра в сторону диагонали переход из фазы 1 (существующей при  $\varepsilon < \varepsilon_1 = -1$ ) в фазу 2 (существующей при этом движении в интервале  $\varepsilon_1 < \varepsilon < \varepsilon_c = 73/96$ ) происходит непрерывным образом. При  $\varepsilon = \varepsilon_c$  (что соответствует  $x = -11/24$ , так что  $\vartheta_c \approx 58.6^\circ$ ,  $\varphi_c \approx$

$\cong 37.6^\circ$ ) происходит скачок из фазы 3 в фазу 2. При движении магнитных моментов от диагонали к ребру переход из фазы 2 (существующей при этом движении при  $\varepsilon > \varepsilon_0 = 2/3$ ) в фазу 3 происходит скачком при  $\varepsilon = \varepsilon_0$ , что соответствует  $x = -7/12$ , так что  $\vartheta_0 \cong 62.8^\circ$ ,  $\varphi_0 \cong 26.5^\circ$ . Таким образом, имеет место гистерезис ( $\vartheta_0 \neq \vartheta_c$ ). На рис. 1 представлены результаты численного расчета зависимости ориентации  $\vartheta_1$  момента одной из железных подрешеток и угла неколлинеарности моментов подрешеток  $\delta = \Phi - \pi$  от концентрации  $c_2$  примесей  $\text{Co}^{3+}$  при заданной концентрации  $c_1 = 0.1$  примесей  $\text{Co}^{2+}$ . Вычисленная для данной модели фазовая диаграмма на плоскости  $(c_1, c_2)$ , приведена на рис. 2. При вычислениях использовались значения констант  $\kappa_i$ ,  $K_i$  и т. д., приведенные в работах [1-3]. Отметим, что из-за малости упомянутого выше гистерезиса на рисунках он не виден.

Таким образом, данная модель качественно описывает неколлинеарность подрешеток железа в ЖИГ, наблюдавшуюся в [7].

#### Список литературы

- [1] Sturge M. D., Gyorgy E. M., Le Craw R. C., Remeika J. P. // Phys. Rev. 1969. V. 180. N 2. P. 413—423.
- [2] Hansen P. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 2. P. 650—655.
- [3] Hansen P., Tolksdorf W., Krishnan R. // Phys. Rev. 1977. V. B16. № 9. P. 3973—3986.
- [4] Maziewski A., Kisielowski M., Görnert P., Brzosko K. // IEEE Trans. Magn. 1987. V. 23. N 5. P. 3367—3969.
- [5] Мазевский А., Волков В. В., Гөрнерт П. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 300—301.
- [6] Kisielowski M., Maziewski A., Görnert P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. V. 20. N 2. P. 222—225.
- [7] Maziewski A., Jackiewicz E., Kotlicki A., Görnert P. // Solid State Commun. 1990. V. 73. № 7. P. 487—490.
- [8] Луканин А. И., Медведев М. В. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 5. С. 1477—1483.
- [9] Иванов М. А., Локтев В. М., Погорелов Ю. Г. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 2. С. 367—370.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР  
Фрязино  
Московская обл.

Поступило в Редакцию  
29 декабря 1990 г.  
В окончательной редакции  
24 апреля 1991 г.

УДК 535.2

© Физика твердого тела, том 33, № 9, 1991  
Solid State Physics, vol. 33, N 9, 1991

## ФОНОННОЕ ЭХО В ТВЕРДОМ РАСТВОРЕ

$(\text{KBr})_{1-x}(\text{KCN})_x$

Ф. С. Ваганова, Р. В. Сабурова

В работе построена теория микроволнового фононного эха в твердом растворе  $(\text{KBr})_{1-x}(\text{KCN})_x$ . В области концентраций  $0.03 < x < 0.56$  и температур  $T \leq 10^{-1}$  К примеси  $\text{CN}^-$  упругоразупорядочены, но «заморожены» в фазе упругого дипольного стекла [1]. Низкотемпературные тепловые и акустические эффекты (поглощение и рассеяние звука, теплоемкость, теплопроводность) проявляют «стекольные» свойства. Предполагается, что  $\text{CN}^-$  являются туннелирующими двухуровневыми системами (ДУС) с широким распределением туннельных и других параметров. В отличие от обычных стекол, в которых концентрация ДУС считается постоянной, в твердом растворе при изменении  $x$  существенным образом меняется плотность состояний ДУС. О концентрационно-зависящем распределении параметров высказано предположение в [2]. В данной работе мы предлагаем эксперимент — фононное эхо в твердом растворе  $(\text{KBr})_{1-x}(\text{KCN})_x$ .