

- [1] Кочелав Б. И., Низматуллин Р. Р. ФТТ, 1972, т. 14, № 11, с. 3413—3419.
 [2] Kochelaev B. I. Proc. 22nd Congress AMPERE on Magnetic Resonance and Related Phenomena / Ed. K. A. Muller, R. Kind, J. Roos. Zurich, 1984, p. 2—7.
 [3] Кочелав Б. И., Таюрский Д. А. Тез. докл. XXIV Всес. совещ. по физике низких температур. Тбилиси, 1985, ч. 3, с. 122—123.
 [4] Зубарев Д. Н. Неравновесная статистическая термодинамика. М.: Наука, 1971. 416 с.
 [5] Провоторов Б. Н. ЖЭТФ, 1961, т. 41, № 5, с. 1582—1591.
 [6] Бушвили Л. Л., Фокина Н. П. ФТТ, 1983, т. 25, № 2, с. 381—386.

Казанский государственный университет
им. В. И. Ульянова-Ленина
Казань

Поступило в Редакцию
11 апреля 1988 г.

УДК 538.245

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

О ПРИРОДЕ АНОМАЛЬНОГО ПОВЕДЕНИЯ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИИ В ГЕКСАФЕРРИТАХ Co_2Y и Co_2Z

А. Н. Горяга, Р. Р. Аннаев, А. Н. Лямзин

В последнее время большой интерес исследователей вызывает изучение магнитных свойств бариевых гексаферритов, так как они относятся к числу тех материалов, которые обладают высокой плотностью магнитной записи

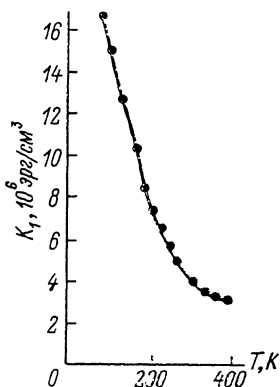


Рис. 1. Зависимость $K_1(T)$ феррита-шпинели CoFe_2O_4 .

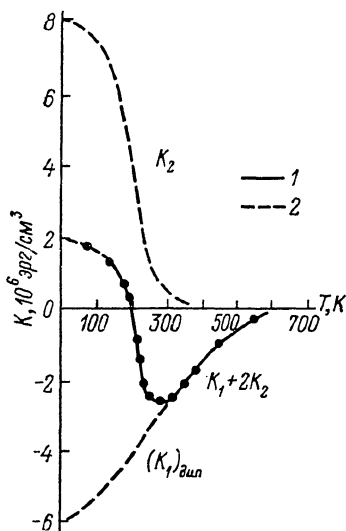


Рис. 2. Температурные зависимости констант магнитной анизотропии гексаферрита Co_2Y .

1 — результаты по магнитной анизотропии гексаферрита Co_2Y , взятые из [3]; 2 — рассчитанные $(K_1)_{\text{дин}}(T)$ и $K_2(T)$.

при относительно низкой стоимости их получения [1—4]. Несмотря на то что бариевые гексаферриты исследуются давно, некоторые аномалии их магнитных свойств остаются невыясненными. К числу таких свойств в первую очередь следует отнести аномальное поведение температурной зависимости магнитной анизотропии у гексаферритов $\text{BaCo}_2\text{Fe}_{12}\text{O}_{22}(\text{Co}_2\text{Y})$

и $\text{Ba}_3\text{Co}_2\text{Fe}_{22}\text{O}_{41}(\text{Co}_2\text{Z})$, обнаруженное впервые авторами работы [5]. Результаты этой работы для образца Co_2Y приведены на рис. 1. Видно, что при $T \leq 300$ К наблюдается резкое уменьшение величины $|K_1 + 2K_2|$, а при $T \approx 215$ К имеет место спин-переориентационный переход: при $T \geq 215$ К наблюдается плоскость легкого намагничивания, а ниже — конус легкого намагничивания, осью которого является гексагональная ось c . Аналогичное поведение магнитной анизотропии наблюдается и у образца Co_2Z .

Для того чтобы выяснить причину аномального поведения магнитной анизотропии у данных гексаферритов, в настоящей работе было проведено сравнение результатов по магнитной анизотропии образца Co_2Y с аналогичными результатами для феррита CoFe_2O_4 , поскольку в гексаферритах со структурой Y ответственными за магнитные свойства являются шпинельные S-блоки, в октаэдрических узлах которых находятся ионы $\text{Co}^{2+}(3d^7)$. Так как константа K_1 для кубического кристалла соответствует константе K_2 для гексагонального кристалла, то необходимо было найти зависимость $K_2(T)$ для образца Co_2Y и сравнить ее с полученной нами зависимостью $K_1(T)$ для образца CoFe_2O_4 (рис. 2).

У гексаферрита со структурой Y отрицательное значение константы K_1 обусловлено энергией магнитного диполь-дипольного взаимодействия и, согласно результатам [5], при $T=0$ К приблизительно составляет $\approx 6 \times 10^6$ эрг/см³. Используя экспериментальные и теоретические результаты этой работы, мы смогли установить характер зависимости $K_2(T)$ для образца Co_2Y (рис. 1). Из сравнения зависимостей $K_2(T)$ и $K_1(T)$ для CoFe_2O_4 видно, что они носят одинаковый характер: при $T \leq 300$ К наблюдается рост величин как K_1 , так и K_2 . Таким образом, на основании этого можно сделать вывод, что природа аномального поведения магнитной анизотропии у гексаферритов Co_2Y и Co_2Z является такой же, как и у феррита CoFe_2O_4 . В работе [6] нами было установлено, что при $T \leq 300$ К в формировании аномальных магнитных свойств феррита CoFe_2O_4 существенную роль играет спин-орбитальное взаимодействие октаэдрических ионов Co^{2+} , у которых в кристаллическом поле кубической симметрии основным состоянием является орбитальный триплет (эффективный орбитальный момент $l=1$). Проведенный расчет показал, что величина энергии этого взаимодействия $\pm \lambda lS$ составляет 330 ± 30 К. Следовательно, ответственным за аномальное поведение константы магнитной анизотропии у гексаферритов Co_2Y и Co_2Z , так же как у феррита CoFe_2O_4 , является спин-орбитальное взаимодействие ионов Co^{2+} . Принимая во внимание тот факт, что величина $K_2 < K_1$, можно сделать вывод, что в гексаферритах вклад в магнитную анизотропию от октаэдрических ионов Co^{2+} приблизительно в 2 раза меньше, чем в ферритах-шпинелях.

На практике применяются те гексаферриты, у которых ось легкого намагничивания совпадает с гексагональной осью c . Поэтому их рассматривают как среду для перпендикулярной магнитной записи. К их числу относятся бариевые гексаферриты со структурой M, в которых часть ионов Fe^{3+} замещена на ионы Co^{2+} и Ti^{4+} , т. е. $\text{BaFe}_{12-2x}\text{Co}_x\text{Ti}_x\text{O}_{19}$, где $x=0.7:0.8:0.9$ [4].

На основании полученных результатов мы предполагаем, что такое замещение ионов Fe^{3+} в гексаферритах $\text{BaCo}_{2+x}\text{Fe}_{12-2x}\text{Ti}_x\text{O}_{22}$ и $\text{Ba}_3\text{Co}_{2+x}\text{Fe}_{24-2x}\text{Ti}_x\text{O}_{41}$ вызовет уменьшение абсолютной величины константы магнитной анизотропии (K_1)_{дип.}, в то время как роль одноионной анизотропии K_2 за счет октаэдрических ионов Co^{2+} существенно возрастет. А это может привести к тому, что у образцов данных систем осью легкого намагничивания при комнатной температуре станет гексагональная ось c и они смогут также найти применение в качестве среды для перпендикулярной магнитной записи.

Авторы выражают благодарность К. П. Белову за проявленное внимание к данной работе и ценные замечания.

- [1] Fujiwara T. IEEE Trans. Mag., 1985, vol. MAG-21, N 5, p. 1480—1485.
 [2] Speliotis D. E. IEEE Trans. Mag., 1986, vol. MAG-22, N 5, p. 710—712.
 [3] Speliotis D. E. IEEE Trans. Mag., 1987, vol. MAG-23, N 1, p. 25—28.
 [4] Nakamura H. J. Appl. Phys., 1987, vol. 61, N 8, p. 3346—3348.
 [5] Casimir H. B. G. et al. Le Journal de Phys. et le Radium, 1959, vol. 20, N 2—3, p. 360—373.
 [6] Белов К. П., Горяга А. Н., Лямзин А. Н. ВИНТИ 3363-В87.

Московский государственный
 университет им. М. В. Ломоносова
 Москва

Поступило в Редакцию
 15 апреля 1988 г.

УДК 537.311

Физика твердого тела, том 30, в. 11, 1988
 Solid State Physics, vol. 30, № 11, 1988

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ И РЕЗОНАНС МАГНИТНЫХ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ В СЕГНЕТОФЕРРОМАГНЕТИКЕ

В. А. Лыкаж

Сегнетомагнетики (СМ) — вещества, в которых сосуществуют магнитное и электрическое упорядочения. Теоретически исследовались однородные равновесные состояния и линейные возбуждения [1, 2]. Неоднородный магнитоэлектрический (МЭ) эффект приводит к появлению электрической поляризации P в доменной границе (ДГ) ферромагнитного (ФМ) параэлектрика [3]. В данной работе для сегнетоферромагнетика найден потенциал взаимодействия сегнетоэлектрической (СЭ) и блоховской ДГ, оценена частота магнитного резонанса блоховской ДГ на нем.

Свободная энергия одноосного сегнетоферромагнетика [1, 2, 4]

$$\Phi = \frac{\alpha}{2} (\nabla M)^2 - \frac{\beta}{2} M_z^2 + \frac{\nu}{2} (\nabla P)^2 - \frac{\kappa}{2} P^2 + \frac{\delta}{4} P^4 - \frac{\lambda}{2} P^2 M_x^2, \quad (1)$$

где α , β — постоянные неоднородного обмена и анизотропии; ν , κ , δ — постоянные неоднородности и разложения по степеням $P = P_x$; λ — релятивистская постоянная однородного МЭ взаимодействия. Уравнения Ландау—Лифшица и $\delta\Phi/\delta P = 0$ приводят к системе связанных статических уравнений для M и P

$$\nabla (\sin^2 \theta \nabla \varphi) = 0, \quad (2)$$

$$\Delta \theta = \sin \theta \cos \theta [(\nabla \varphi)^2 + (\beta + \lambda P^2)/\alpha], \quad (3)$$

$$\nu \Delta P + (\kappa + \lambda M_0^2 \cos^2 \theta) P - \delta P^3 = 0. \quad (4)$$

Здесь

$$\nabla \equiv \partial/\partial x, \quad M = M_0 (\cos \varphi \sin \theta, \sin \varphi \sin \theta, \cos \theta).$$

В однородном состоянии легкоосного сегнетоферромагнетика из (4) следует $P_0 = \sqrt{\kappa/\delta}$, где $\kappa_s = \kappa + \lambda M_0^2$. Из (3) следует рост анизотропии $\beta_s = \beta + \lambda P_0^2$. В случае одиночной 180°-ной СЭ ДГ при $M = M_s$ ее профиль $P(x) = P_0 \operatorname{th}(x/l_p)$, где $l_p = \sqrt{2\nu/\kappa_s}$. Это дает энергию СЭ ДГ $\sigma_p = 2\sqrt{2\nu\delta} P_0^3/3$, а из (3) следует зависимость анизотропии от координат

$$\beta(x) = \beta + \lambda P^2(x). \quad (5)$$

В случае одиночной блоховской ДГ систему (2)—(4) необходимо привести к безразмерному виду, используя переменные