

05,10,11

Магнитные и упругие колебания в кристаллах марганец-цинковой шпинели в зависимости от константы анизотропии

© Л.Н. Котов¹, П.А. Северин¹, В.С. Власов¹, Д.С. Безносиков¹,
Е.Л. Котова², В.Г. Шавров³

¹ Сыктывкарский государственный университет им. Питирима Сорокина,
Сыктывкар, Россия

² Санкт-Петербургский горный университет,
Санкт-Петербург, Россия

³ Институт радиотехники и электроники РАН,
Москва, Россия

E-mail: kotovln@mail.ru

Вычислены амплитуды магнитных и упругих колебаний для кристаллической пластины марганец-цинковой шпинели состава $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$ на основе решения уравнений, описывающих магнитную и упругую динамику. Приведены температурные зависимости констант анизотропии, намагниченности, константы упругости 2-го порядка и константы магнитоупругой связи для исследованного кристалла. Получены зависимости компонент вектора намагниченности и упругого смещения в зависимости от значений первой константы магнитной анизотропии при различных значениях внешнего постоянного магнитного поля, большего поля насыщения. Приведены прецессионные портреты для нормально и тангенциально намагниченной пластины для двух значений первой константы анизотропии. Показано, что для больших по модулю значений первой константы анизотропии наблюдается переориентация вектора намагниченности.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 17-57-150001 и 17-02-01138).

DOI: 10.21883/FTT.2018.06.45989.25M

Нелинейная магнитоупругая динамика пленок и пластин в области спин-переориентационных фазовых переходов (СПФП) в настоящее время является бурно развивающейся областью [1–8]. Многообразие режимов магнитных колебаний в магнитных пластинах и пленках в области СПФП дает возможность использовать их в нелинейных устройствах преобразования частоты и сверхчувствительных датчиках магнитного поля [8–9]. Несмотря на достаточно большое количество исследований по данной тематике за последние годы [1–9], многие из нелинейных эффектов, связанных с особенностью кристаллической структуры твердых тел, являются еще недостаточно изученными [10]. Согласно результатам моделирования в работах авторов статьи, впервые были выявлены новые нелинейные режимы прецессии вектора намагниченности в ферритовой пластине в условиях ориентационного перехода [8–10]. Данная статья является продолжением работ [8–10] и раскрывает новые особенности нелинейной магнитоупругой динамики в области СПФП.

В работе рассчитаны нелинейные зависимости динамических компонент вектора намагниченности и упругих смещений от значений первой константы анизотропии, амплитуды, частоты переменного магнитного поля при трех значениях амплитуды постоянного магнитного поля H_0 для кристаллической пластины марганец-цинковой шпинели (МЦШ). Решение системы уравнений велось для кристаллов МЦШ состава $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$, для которого наблюдается инвер-

сия знака K_1 (при $H_0 = 0$) при изменении температуры [11–13]. Описание зависимостей магнитных и упругих компонент от внешних параметров полей и характеристик кристалла осуществлялось на основе решения полной системы дифференциальных уравнений, описывающих магнитную и упругую динамику. Считалось, что полная сумма плотности энергии пластины равна сумме плотностей магнитной, упругой и магнитоупругой энергии [14]

$$\begin{aligned}
 U = & -M_0 h_x m_x - M_0 h_y m_y - M_0 H_0 m_z + 2\pi M_0^2 m_z^2 \\
 & + K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_x^2 m_z^2 + m_z^2 m_y^2) \\
 & + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 + 2c_{44} (u_{xy}^2 + u_{yz}^2 + u_{zx}^2) \\
 & + 2B_2 (m_x m_y u_{xy} + m_y m_z u_{yz} + m_z m_x u_{zx}), \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_0$ — единичный вектор намагниченности, M_0 — намагниченность насыщения, K_1, K_2 — первая и вторая константы магнитокристаллографической анизотропии, u_{ij} — компоненты тензора деформации (в уравнении (1) не учитывались диагональные компоненты u_{ij} , поскольку рассматривались только поперечные упругие колебания), c_{44} — константа упругости 2-го порядка и B_2 — константа магнитоупругой связи. Система обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих возбуждение магнитных и поперечных упругих колебаний, приведена в работе [14]. Эта система выведена на основе уравнений Ландау–Лифшица–Гильберта и для

компонент вектора упругого смещения $u_{x,y}$

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} = -\gamma \cdot [\mathbf{m} \times \mathbf{H}_e] + \alpha \cdot \left[\mathbf{m} \times \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial t^2} = -2\beta \frac{\partial u_{x,y}}{\partial t} + \frac{c_{44}}{\rho} \frac{\partial^2 u_{x,y}}{\partial z^2}, \quad (3)$$

где β — скорость затухания упругих колебаний. Выражения для компонент эффективного поля H_{ex} , H_{ey} , h_{ez} были взяты из работ [10,14]. Решения для компонент упругого смещения [14]

$$u_{x,y} = -\frac{B_2}{c_{44}} m_{x,y} m_z z + v_{x,y} \sin\left(\frac{\pi}{d} z\right). \quad (4)$$

Граничные условия записываются следующим образом:

$$c_{44} \frac{\partial u_{x,y}}{\partial z} \Big|_{z=\pm d/2} = -B_2 m_{x,y} m_z. \quad (5)$$

Системы уравнений (2,3) решались методом Рунге–Кутты–Фельберга 7–8 порядка с контролем длины шага интегрирования [15].

Для случая нормально намагниченной (НН) пластины постоянное магнитное поле \mathbf{H}_0 направлено вдоль оси Oz , а переменное магнитное поле направлено вдоль оси Oy . В случае тангенциально намагниченной (ТН) пластины поле \mathbf{H}_0 направлено вдоль оси Ox , а переменное поле направлено вдоль оси Oy . Кристаллографические оси [100], [010] лежат в плоскости пластины МЦШ, а ось [001] направлена вдоль нормали к пластине и параллельна оси Oz . Вектор намагниченности \mathbf{M} при $H_0 = 0$ направлен вдоль этих осей (называемых осями легкого намагничивания — далее ОЛН) при высоких температурах, вплоть до температуры T_n , где наблюдается СПФП — при выполнении условия $K_1 > -(1/9)K_2$ [11]. При понижении температуры ($T < T_n$, $K_1 < 0$, $H_0 = 0$) вектор намагниченности \mathbf{M} направлен вдоль другой ОЛН [111]. При наложении магнитного поля \mathbf{H}_0 изменение ОЛН будет происходить при более сильном изменении констант анизотропии K_1 , K_2 с понижением температуры. Изменение ОЛН в кристаллах МЦШ возникает при уменьшении температуры за счет обмена электронами между ионами Fe^{2+} и Fe^{3+} , находящимися в тетраэдрических и октаэдрических узлах решетки [11]. При наложении большого внешнего поля обмен будет затруднен, таким образом для смены ОЛН необходимо дополнительное уменьшение температуры образца. Переориентация вектора \mathbf{M} с одной на другую ОЛН, вдоль которой действует значительное поле H_0 , будет еще более затруднена.

Для решения системы дифференциальных уравнений необходимы приведенные далее основные константы и зависимости параметров материала от температуры. Плотность кристалла МЦШ принималась равной $\rho = 5.4 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$. Значения скоростей продольной и сдвиговой упругих волн взяты из экспериментов [11–13]. Также была использована линейная экстраполяция значений

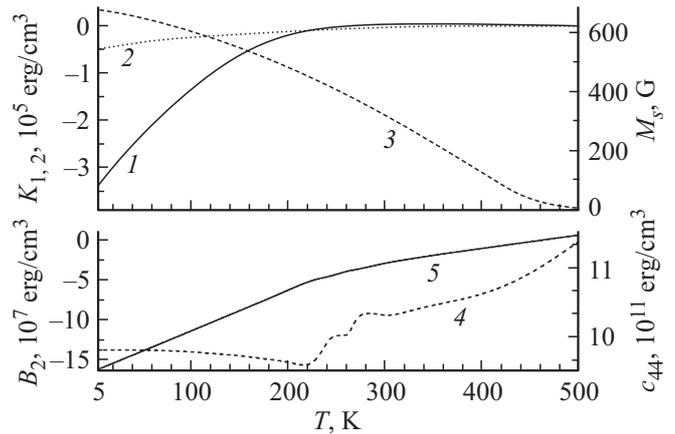


Рис. 1. Зависимости констант анизотропии K_1 (1), K_2 (2), намагниченности M_s (3), константы упругости 2-го порядка c_{44} (4), константы магнитоупругой связи B_2 (5) от температуры для исследуемого кристалла МЦШ.

параметров при низких температурах, для которых отсутствовали экспериментальные данные. Рассчитанные для кристалла МЦШ-состава $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$ температурные зависимости констант анизотропии K_1 , K_2 , намагниченности M_s , константы упругости 2-го порядка c_{44} и константы магнитоупругой связи B_2 приведены на рис. 1. Константа упругости определена по формуле $c_{44} = (\vartheta_s/\rho)^{1/2}$, где ϑ_s — скорость поперечных колебаний. Константа B_2 найдена по формуле $B_2 = -3c_4\lambda_{111}$, где λ_{111} — относительное удлинение кристалла при намагничивании внешним полем до насыщения вдоль оси [111], при этом значения $\lambda_{111}(T)$ взяты из [11].

Магнитные колебания возбуждались переменным магнитным полем с амплитудой 0.01 Ое и длительностью импульсов для НН- и ТН-пластины $3.6 \cdot 10^{-9}$ с и $5.2 \cdot 10^{-9}$ с соответственно. Изменение колебаний со временем рассматривалось в интервале от 0 до $8 \cdot 10^{-7}$ с. Константа скорости затухания упругих колебаний бралась равной $\beta = 1.5 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$, параметр затухания магнитных колебаний $\alpha = 0.5$. При вычислениях частота переменного поля f варьировалась от 280 МГц до 2800 МГц. Постоянное магнитное поле H_0 превышало максимальное поле размагничивания $4\pi M_s$ на 500, 1000, 1500 Ое в случае НН-пластины. Величина поля H_0 выбиралась равной 100, 200, 300 Ое в случае ТН-пластины. Температура кристалла изменялась в интервале от 10 до 458 К — температуры Кюри для исследованного образца МЦШ. При этом переход первой константы анизотропии через ноль ($K_1 = 0$) происходил при $T \approx 263 \text{ K}$ [11–13].

На рис. 2, 3 приведены зависимости упругой u_x и магнитной компонент m_x от K_1 для нормально и касательно намагниченной пластины МЦШ. Из рис. 2, 3 видно, что для всех зависимостей $m_x(K_1)$ для разных полей H_0 наблюдаются максимумы. При равных изменениях поля H_0 максимумы $m_x(K_1)$ смещены на одинаковую величину

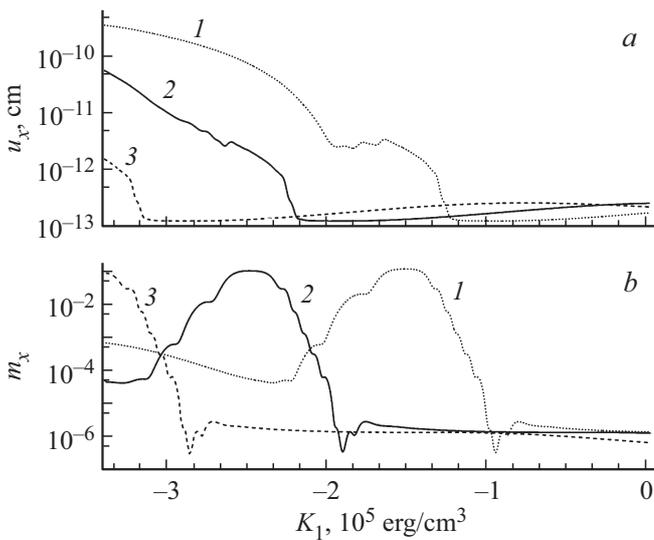


Рис. 2. Зависимости амплитуд u_x (a), m_x (b) от K_1 для случая НН-пластины. Постоянные магнитные поля H_0 равны: $4\pi M_S + (500 (1), 1000 (2), 1500 \text{ Oe} (3))$. Частота возбуждающего поля $f = 2796.48 \text{ MHz}$.

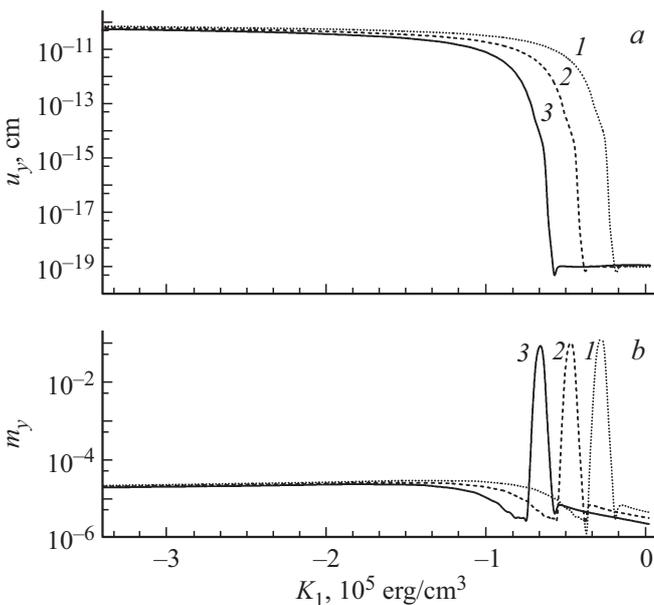


Рис. 3. Зависимости амплитуд u_y (a), m_y (b) от K_1 для ТН-пластины. Значение полей H_0 равны: $100 (1), 200 (2), 300 \text{ Oe} (3)$. Частота возбуждающего поля $f = 1958.56 \text{ MHz}$.

$\Delta K_1 = 10^5, 0.2 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ для нормально и тангенциально намагниченной пластины соответственно. Все указанные максимумы обусловлены ферромагнитным резонансом (ФМР), при котором выполнено условие:

$$f = f_0 = \gamma'(H_0 - H_r \pm H_A),$$

где $\gamma' = 2.8 \text{ MHz/Oe}$, H_r — размагничивающее поле, равное $4\pi M_S$ и 0 для НН- и ТН-пластин; H_A — поле

анизотропии, равное $|2K_1/M_S|$ для ОЛН [100] и $|(4/3)K_1 + (4/9)K_2|/M_S$ для ОЛН [111].

Сдвиг максимумов $m_{x,y}(K_1)$ в сторону больших K_1 при увеличении постоянного поля H_0 соответствует антипараллельности полей H_0 и H_A . Наблюдается значительный рост значений $m_{x,y}$ в максимумах при увеличении $|K_1|$, который достигает 4.5 порядка от $2 \cdot 10^{-7}$ до $8 \cdot 10^{-2}$ (для НН-пластины) и от $8 \cdot 10^{-6}$ до 10^{-1} (для ТН-пластины). Также имеет место рост значений амплитуды упругих смещений u_x в максимумах при увеличении $|K_1|$, который достигает более двух порядков от $2 \cdot 10^{-13}$ до $8 \cdot 10^{-10}$ (для НН-пластины) и от $8 \cdot 10^{-20}$ до $8 \cdot 10^{-11}$ (для ТН-пластины). Рост u_x связан с увеличением амплитуды m_x , которое в свою очередь обусловлено наличием магнитоупругой связи. В отличие от максимума m_x , который обусловлен ФМР, амплитуда u_x продолжает расти при увеличении значений $|K_1|$ и далее стабилизируется. Незначительный спад наблюдается при уменьшении m_x на максимуме для НН-пластины (рис. 2.2). Отсутствие максимума на зависимостях $u_{x,y}(K_1)$ в отличие от $m_{x,y}(K_1)$ можно объяснить значительными различиями во временах релаксации упругой и магнитной подсистем.

На рис. 4 приведены прецессионные портреты для двух значений $K_1 = 0$ и $K_1 = -2.5 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ для НН- и ТН-пластин. При $K_1 = 0$ вектор M колеблется вблизи положения равновесия с малыми значениями $m_{x,y}$, а затем, накопив энергию, переходит на орбиту с большими значениями $m_{x,y}$ и, осуществив порядка 10 оборотов, возвращается к колебаниям вблизи положения равновесия, и далее колебания затухают. Для больших по модулю отрицательных значений K_1 (при $K_1 \leq 2.5 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$) наблюдается переориентация вектора намагниченности с ОЛН [100] до оси, лежащей между кристаллографическими осями [100] и [111] (рис. 4, 2А, 2В). Колебания вектора M развиваются из точки (0;0), при этом конечная точка на рис. 4 является положением равновесия для вектора M . При значительном увеличении по модулю $|K_1|$ (большем $3 \cdot 10^6 \text{ erg/cm}^3$) вектор M после нескольких колебаний будет приближаться к новой ОЛН [111].

В данной работе на основе решения уравнений, описывающих магнитную и упругую динамики, вычислены амплитуды магнитных и упругих колебаний, наблюдающихся в кристалле МЦШ-состава $Mn_{0.61}Zn_{0.35}Fe_{2.04}O_4$ (кристалл МЦШ с выбранным составом характеризуется наличием точки инверсии знака первой константы анизотропии K_1 при значении постоянного поля $H_0 = 0$). Также рассчитаны зависимости компонент вектора намагниченности $m_{x,y}$ и упругого смещения $u_{x,y}$ для НН- и ТН-пластин при различных значениях постоянного поля, превышающих поле насыщения. Вблизи нулевых значений K_1 наблюдаются малые значения амплитуд $m_{x,y} \sim 10^6$ и $u_{x,y} \sim 10^{-19} \text{ cm}$. При анализе зависимостей магнитных компонент $m_{x,y}(K_1)$ имеют место обусловленные ФМР максимумы, которые отсутствуют для

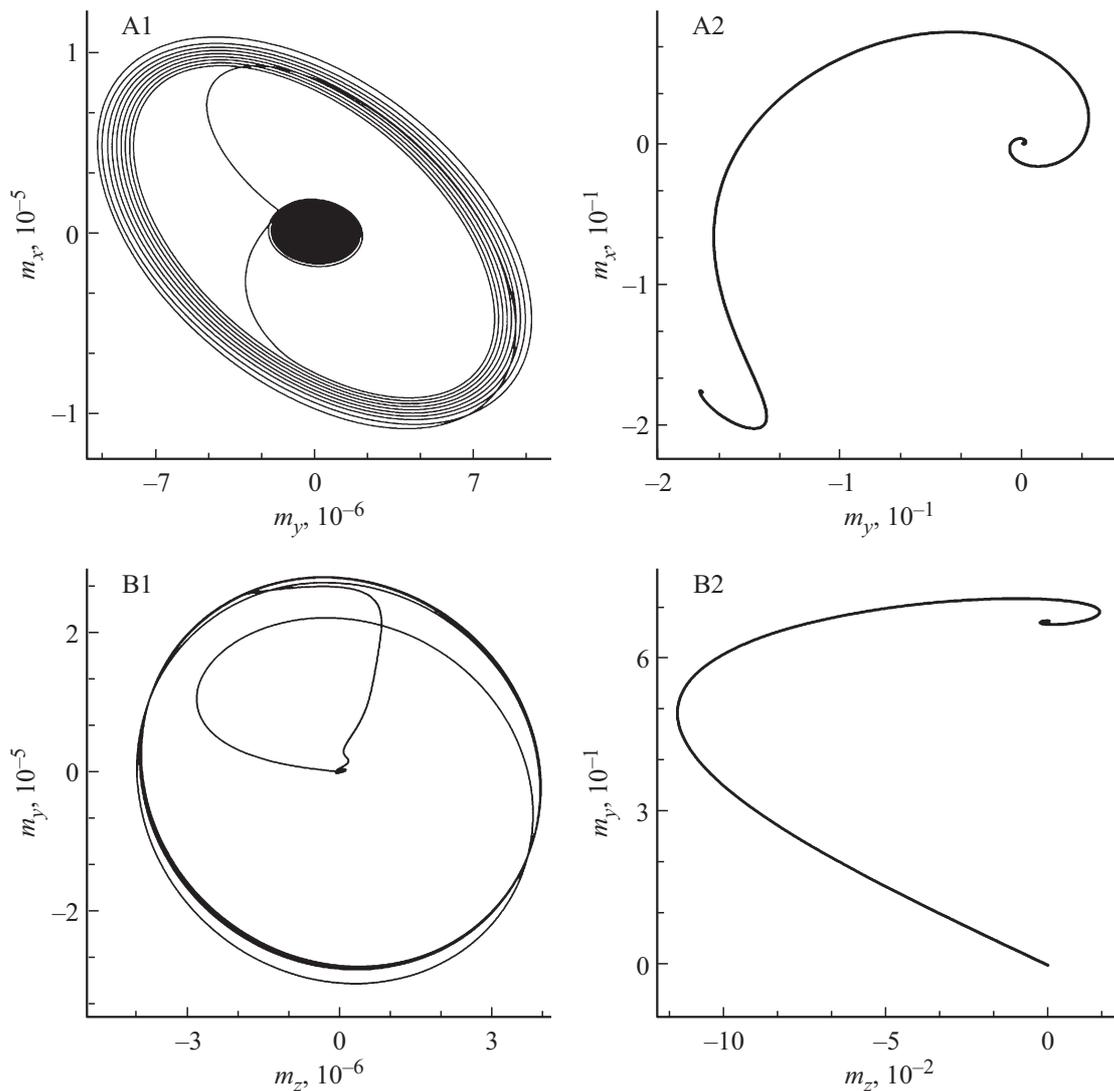


Рис. 4. Прецессионные портреты для компонент намагниченности при $K_1 = 0$ (1) и $K_1 = -2.5 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ (2) для НН- и ТН-пластин (a, b) соответственно.

амплитуды упругого смещения $u_{x,y}(K_1)$. Поведение амплитуд $u_{x,y}$ характеризуется их ростом при увеличении значений $|K_1|$ до достижения максимальных значений компонентами намагниченности и в дальнейшем наблюдается их переход к постоянному значению. Обнаруженное отсутствие максимума на зависимостях $u_{x,y}(K_1)$ в отличие от $m_{x,y}(K_1)$ можно объяснить значительными различиями во временах релаксации упругой и магнитной подсистем.

Действительно, как показали эксперименты по возбуждению магнитоакустического эха, в широкой области температур и постоянных полей, где первая константа анизотропии K_1 обращается в нуль, сигналы эха не наблюдаются [16] — для наблюдения эха необходимо возбуждение переменным полем магнитной и упругой подсистем кристалла МЦШ.

На основе приведенных в работе прецессионных портретов для НН- и ТН-пластин при двух значениях $K_1 = 0$

и $K_1 = -2.5 \cdot 10^5 \text{ erg/cm}^3$ обнаружено, что для больших по модулю значений K_1 наблюдается переориентация вектора намагниченности при постоянных полях, больших поля насыщения в исследуемом кристалле МЦШ. Показано, что увеличение постоянного поля влечет за собой увеличение модуля значения первой константы анизотропии K_1 , необходимого для переориентации вектора \mathbf{M} , причем последний при этом не достигает новой ОЛН [111].

Список литературы

- [1] Nicolas Tiercelin, V. Preobrozheny, O. BouMatar, A.Talbi, S. Giordana, Y. Dusch, A. Klimov, T. Mathurin, O. Elmazria, M. Hehn, D. Pernod. Proc. SPIE, Spintronics X, 103571T (2017).
- [2] K.J. Kim, J.Y. Bigot. Phys. Rev. B **95**, 144422 (2017).
- [3] J.W. Kim, M. Vomir, J.Y. Bigot. Sci. Rep. **5**, 8511 (2015).

- [4] O. Kovalenko, T. Pezeril, V.V. Temnov. Phys. Rev. Lett. **110**, 266602 (2013).
- [5] L. Thevenard, J.Y. Duguesne, E. Peronal, H.J. Bardeleben, M. Jaffres, S. Ruttala, J.H. George, A. Lemaître, C. Gourdon. Phys. Rev. B **87**, 144402 (2013).
- [6] L. Dreher, M. Weier, M. Pernpeintner, H. Huebl, R. Gross, M.S. Brandt. Phys. Rev. B **86**, 134415 (2012).
- [7] E.G. Ekomasov, R.R. Murtazin, V.N. Nazarov. JMMM **385**, 217 (2015).
- [8] В.С. Власов, Л.Н. Котов Л.Н., В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Радиотехника и электроника **56**, 1120 (2011).
- [9] В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Радиотехника и электроника **57**, 501 (2012).
- [10] В.С. Власов, М.С. Кирушев, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Радиотехника и электроника **58**, 857 (2013).
- [11] Б.А. Голдин, Л.Н. Котов, Л.К. Зарембо, С.Н. Карпачев. Спин-фононные взаимодействия в кристаллах (ферритах). Наука, Л. (1991). 150 с.
- [12] В.А. Шутилов, Л.Н. Котов, Х. Мирзоахметов, В.М. Сарнацкий. ФТТ **28**, 1783 (1986).
- [13] М.В. Баженов, Л.К. Котов. Акуст. журн. **43**, 744 (1997).
- [14] В.С. Власов, Л.Н. Котов, В.Г. Шавров, В.И. Щеглов. Радиотехника и электроника **54**, 863 (2009).
- [15] Л.Н. Котов, П.А. Северин, В.С. Власов, Л.С. Носов. Математические структуры и моделирование **37**, 36 (2016).
- [16] П.Ю. Ефиценко, Л.Н. Котов, Е.В. Чарная. ФТТ **29**, 2424 (1987).