05

Эффективная гексагональная магнитная анизотропия гематита: учет высших инвариантов

© М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
Симферополь, Россия

E-mail: strugatsky@tnu.crimea.ua

(Поступила в Редакцию 29 декабря 2014 г.)

На основе термодинамического потенциала, включающего новые магнитоупругие инварианты, рассчитан обусловленный гидростатическим давлением вклад в величину базисной магнитной анизотропии ромбоэдрического легкоплоскостного слабого ферромагнетика. Показано, что учет магнитоупругих слагаемых более высокого по магнитным переменным порядка позволяет промоделировать наблюдаемое существенное возрастание константы эффективной гексагональной анизотропии в напряженном кристалле гематита действием сравнительно слабого гидростатического давления. Такой подход позволяет получить пропорциональные давлению добавки к константам кубической и гексагональной анизотропии. Вклад новых слагаемых в эффективную гексагональную анизотропию существенно больше того, что дает рассмотренная нами ранее добавка к константе одноосной анизотропии. Для гематита приведены оценки магнитоупругих констант высшего порядка.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-42-01557.

1. Монокристаллы легкоплоскостных слабых ферромагнетиков, таких как борат железа и гематит, из-за особенностей кристалломагнитной структуры обладают аномально большой магнитоупругой связью, что приводит, в частности, к существованию особых магнитоакустических эффектов в этих материалах [1–3]. В работе [4] при исследовании угловой зависимости амплитуды поперечного звука в монокристалле гематита в условиях магнитоакустического двупреломления при комнатной температуре было обнаружено, что величина константы гексагональной анизотропии экспериментального образца существенно превосходит известную для гематита величину [5–7]. Такое расхождение авторы [4] связывают с остаточными ростовыми механическими напряжениями в образце. В работе [8] нами был предложен механизм, объясняющий причину увеличения эффективной гексагональной константы магнитной анизотропии в случае неидеальности кристалла. Остаточные механические напряжения, возникшие в процессе быстрого охлаждения после синтеза [9], были промоделированы гипотетическим гидростатическим давлением. В соответствии с принципом суперпозиции Кюри гидростатическое давление не может изменить симметрию кристалла, однако из-за магнитоупругой связи такое давление при сохранении симметрии может повлиять на величину магнитной анизотропии. Гидростатическое давление P приводит к вкладу в эффективную константу одноосной анизотропии $a-\mu P$ (a — константа одноосной кристаллографической анизотропии, μ — константа, см. далее). Эта константа в свою очередь определяет вклад Δe в эффективную гексагональную анизотропию кристалла [8]: $\Delta e = d^2/4(a-\mu P)$ (d — константа магнитной анизотропии четвертого порядка). Построенная модель [8] приводила к весьма большой величине гидростатического давления ($\sim 10^{10}$ dyn/cm^2). Оценки, приведенные нами в работе [8], показывают, что, несмотря на значительную величину, такое давление все же возможно, поскольку находится в соответствии с расчетами температурных деформаций кристалла, происходящих при снижении температуры $\Delta t \sim 10^2 - 10^3\,^\circ$C в результате быстрого охлаждения по завершении процесса кристаллизации.

В настоящей работе рассмотрен иной механизм влияния гидростатического давления на гексагональную базисную анизотропию легкоплоскостных ромбоэдрических антиферромагнетиков. Он основан на учете слагаемых энергии более высокого порядка [3]. Как оказалось, такой подход позволяет обойтись меньшими величинами гидростатического давления для объяснения экспериментально наблюдаемого возрастания константы эффективной гексагональной анизотропии.

2. Плотность энергии кристалла, включающую необходимые для решения поставленной задачи компоненты, представим следующим образом:

$$F = F_m + F_e + F_{me} + F_{add}, \tag{1}$$

где F_m, F_e, F_{me}, F_{add} — плотности магнитной, упругой, магнитоупругой энергии второго (F_{me}) и более высоких (F_{add}) порядков, которые для кристалла тригональной сингонии имеют вид

$$\begin{aligned} F_m = {} & \frac{1}{2}Em^2 + \frac{1}{2}al_z^2 + D(l_x m_y - l_y m_x) \\ & + \frac{1}{2i}d\left[(l_x+il_y)^3 - (l_x-il_y)^3\right]l_z \\ & + \frac{1}{2}e\left[(l_x+il_y)^6 + (l_x-il_y)^6\right] - 2M_0\mathbf{mH}, \end{aligned} \tag{2}$$

$$F_e = \frac{1}{4}(C_{11}+C_{12})(u_{xx}+u_{yy})^2 + \frac{1}{2}C_{66}\left[(u_{xx}-u_{yy})^2+4u_{xy}^2\right] + \frac{1}{2}C_{33}u_{zz}^2 + 2C_{44}(u_{xz}^2+u_{yz}^2) + C_{13}(u_{xx}+u_{yy})u_{zz} + 2C_{14}\left[(u_{xx}-u_{yy})u_{uz}+2u_{xy}u_{xz}\right] + P(u_{xx}+u_{yy}+u_{zz}), \quad (3)$$

$$F_{me} = B_{11}\left(l_x^2u_{xx}+l_y^2u_{yy}\right) + B_{12}\left(l_x^2u_{yy}+l_y^2u_{xx}\right) + B_{66}l_xl_yu_{xy} + 2B_{14}\left[2l_xl_yu_{xz}+\left(l_x^2-l_y^2\right)u_{yz}\right] + 2B_{41}\left[l_yl_z(u_{xx}-u_{yy})+2l_xl_zu_{xy}\right] + B_{44}\left(l_xl_yu_{xz}+l_yl_zu_{yz}\right) + B_{13}\left(l_x^2l_y^2\right)u_{zz} + B_{31}l_z^2\left(u_{xx}+u_{yy}\right) + B_{33}l_z^2u_{zz}. \quad (4)$$

В выражениях (2–4) l_i, m_i — компоненты антиферромагнитного $\mathbf{l}$ и ферромагнитного $\mathbf{m}$ приведенных векторов соответственно ($|\mathbf{l}| \gg |\mathbf{m}|$, $|\mathbf{l}| \approx 1$), M_0 — подрешеточная намагниченность, u_{ij} — компоненты тензора деформаций, E — обменная постоянная, D — константа Дзялошинского, e — константа гексагональной магнитной кристаллографической анизотропии, $\mathbf{H}$ — внешнее магнитное поле, C_{ij}, B_{ij} — упругие и магнитоупругие постоянные. Для гематита имеем следующие данные [5,7,10–12]: $M_0 = 870\,\mathrm{G}$, $H_E = E/4M_0 = 9.2\cdot10^6\,\mathrm{Oe}$, $H_D = D/2M_0 = 2.2\cdot10^4\,\mathrm{Oe}$, $e \sim d^2/4a \sim 1\,\mathrm{erg/cm^3}$, $a = 4\cdot10^5\,\mathrm{erg/cm^3}$, $d \sim 10^3\,\mathrm{erg/cm^3}$, $C \sim 10^{12}\,\mathrm{erg/cm^3}$, $B \sim 10^7\,\mathrm{erg/cm^3}$. Здесь и далее ось x совпадает с осью симметрии второго порядка кристалла, ось y лежит в плоскости симметрии, z параллельна тригональной оси.

В формулу для упругой энергии (3) входит гидростатическое давление, представленное последним слагаемым. Как отмечено выше, это слагаемое моделирует остаточные механические напряжения в образце [8]. Еще одна возможная причина напряжений — контакт кристалла с пьезопреобразователями, укрепленными на его базисных гранях. В простейшем случае такие напряжения, ведущие к возрастанию эффективной гексагональной анизотропии, можно промоделировать приложенным в базисной плоскости изотропным давлением. Будем называть его плоскостным или двумерным гидростатическим давлением. В этом случае упругая энергия записывается следующим образом:

$$F_e = \frac{1}{4}(C_{11}+C_{12})(u_{xx}+u_{yy})^2 + \frac{1}{2}C_{66}\left[(u_{xx}-u_{yy})^2+4u_{xy}^2\right] + \frac{1}{2}C_{33}u_{zz}^2 + 2C_{44}\left(u_{xz}^2+u_{yz}^2\right) + C_{13}(u_{xx}+u_{yy})u_{zz} + 2C_{14}\left[(u_{xx}-u_{yy})u_{yz}+2u_{xy}u_{xz}\right] + P(u_{xx}+u_{yy}). \quad (5)$$

Инварианты, входящие в (4), не приводят к зависящим от гидростатического давления добавкам непосредственно к константам магнитной анизотропии четвертого d и шестого e порядков (см. выше). Необходимые для существования такой зависимости новые инварианты должны содержать произведения компонент тензора деформаций u_{ij} на конструкцию из компонент вектора антиферромагнетизма, зависящую от азимутального угла φ. Простейшие инварианты такого типа образуют дополнительный вклад в плотность магнитоупругой энергии

$$F_{add} = \frac{1}{2i}G_4\left[(l_x+il_y)^3-(l_x-il_y)^3\right]l_zu_{zz} + \frac{1}{2i}J_4\left[(l_x+il_y)^3-(l_x-il_y)^3\right]l_z(u_{xx}+u_{yy}) + \frac{1}{2}G_6\left[(l_x+il_y)^6+(l_x-il_y)^6\right]u_{zz} + \frac{1}{2}J_6\left[(l_x+il_y)^6+(l_x-il_y)^6\right](u_{xx}+u_{yy}), \quad (6)$$

где G_4, G_6, J_4, J_6 — константы в новых магнитоупругих инвариантах более высокого порядка (четвертого и шестого, ср. с (4)) по магнитным переменным, но отличающихся линейными по деформациям.

Верхняя оценка констант G_4, G_6, J_4, J_6 может быть получена исходя из требования, чтобы новые магнитоупругие инварианты в случае магнитострикционных деформаций ($u \sim B/C \sim 10^{-5}$) не приводили к возрастанию порядка величины базисной магнитной кристаллографической анизотропии, определяемой магнитными инвариантами четвертого и шестого порядков в (2). Такое требование сводится к соотношениям $G_4u \sim J_4u \sim d \sim 10^3\,\mathrm{erg/cm^3}$, $G_6u \sim J_6u \sim e \sim 1\,\mathrm{erg/cm^3}$. Отсюда получаем $G_4 \sim J_4 \sim 10^8\,\mathrm{erg/cm^3}$, $G_6 \sim J_6 \sim 10^5\,\mathrm{erg/cm^3}$. Отметим, что в работе [3] при изучении магнитных осцилляций в борате железа, индуцируемых продольным звуком, вызванным сверхкороткими лазерными импульсами, мы определили значения констант G_4 и G_6 для этого кристалла. Оказалось, что они немного меньше верхних оценок для бората железа, совпадающих с приведенными верхними оценками для изоструктурного борату железа гематита.

Для исследования базисной анизотропии удобно представить вектор антиферромагнетизма $\mathbf{l}$ в сферических координатах θ и φ, считая угол выхода из базисной плоскости $\delta = \theta - \frac{\pi}{2}$ малым:

$$\begin{cases} l_x = \cos\varphi, \\ l_y = \sin\varphi, \\ l_z \approx \delta. \end{cases} \quad (7)$$

Минимизируя энергию (1) по компонентам вектора m и тензора деформаций, с учетом (7) находим

$$\begin{cases} m_x = \frac{D\sin\varphi+2M_0H_x}{E}, \\ m_y = -\frac{D\cos\varphi-2M_0H_y}{E}, \\ m_z = 0, \end{cases} \quad (8)$$

деформации в случае гидростатического давления в объеме (F_e беремв виде (3))

$$\begin{cases} u_{xx}+u_{yy}=\dfrac{2B_{13}C_{13}-(B_{11}+C_{12})C_{33}+2\delta(C_4C_{13}-J_4C_{33})\sin 3\varphi+2(G_6G_{13}-J_6C_{33})\cos 6\varphi+2(C_{13}-C_{33})P}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}, \\ u_{zz}=\dfrac{C_{13}(B_{11}+B_{12})-B_{13}(C_{11}+C_{12})-\delta[G_4(C_{11}+C_{12})-2J_4C_{13}]\sin 3\varphi}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}-\dfrac{[G_6(C_{11}+C_{12})-2J_6C_{13}]\cos 6\varphi+(C_{11}+C_{12}-2C_{13})P}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}, \\ u_{xx}-u_{yy}=\dfrac{(2C_{14}B_{14}-C_{44}B_{66})\cos 2\varphi+2\delta(C_{14}B_{44}-2C_{44}B_{41})\sin\varphi}{2(C_{44}C_{66}-C_{14}^2)} \\ u_{yz}=\dfrac{(C_{14}B_{66}-2C_{66}B_{14})\cos 2\varphi+2\delta(2C_{14}B_{41}-C_{66}B_{44})\sin\varphi}{4(C_{44}C_{66}-C_{14}^2)}, \\ u_{xy}=\dfrac{(2C_{14}B_{14}-C_{44}B_{66})\sin 2\varphi+2\delta(C_{14}B_{44}-2C_{44}B_{41})\cos\varphi}{4(C_{44}C_{66}-4C_{14}^2)}, \\ u_{xz}=\dfrac{(C_{14}B_{66}-2C_{66}B_{14})\sin 2\varphi+2\delta(2C_{14}B_{41}-C_{66}B_{44})\cos\varphi}{4(C_{44}C_{66}-C_{14}^2)} \end{cases} \tag{9}$$

и деформации в случае плоскостного гидростатического давления (F_e берем в виде (5))

$$\begin{cases} u_{xx}+u_{yy}=\dfrac{2B_{13}C_{13}-(B_{11}+B_{12})C_{33}+2\delta(G_4C_{13}-J_4C_{33})\sin 3\varphi+2(G_6G_{13}-J_6C_{33})\cos 6\varphi-2C_{33}P}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}, \\ u_{zz}=\dfrac{C_{13}(B_{11}-B_{12})-B_{13}(C_{11}+C_{12})-\delta[G_4(C_{11}+C_{12})-2J_4C_{13}]\sin 3\varphi}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}-\dfrac{[G_6(C_{11}+C_{12})-2J_6C_{13}]\cos 6\varphi-2C_{13}P}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}, \\ u_{xx}-u_{yy}=\dfrac{(2C_{14}B_{14}-C_{44}B_{66})\cos 2\varphi+2\delta(C_{14}B_{44}-2C_{44}B_{41})\sin\varphi}{2(C_{44}C_{66}-C_{14}^2)} \\ u_{yz}=\dfrac{(C_{14}B_{66}-2C_{66}B_{14})\cos 2\varphi+2\delta(2C_{14}B_{41}-C_{66}B_{44})\sin\varphi}{4(C_{44}C_{66}-C_{14}^2)}, \\ u_{xy}=\dfrac{(2C_{14}B_{14}-C_{44}B_{66})\sin 2\varphi+2\delta(C_{14}B_{44}-2C_{44}B_{41})\cos\varphi}{4(C_{44}C_{66}-4C_{14}^2)}, \\ u_{xz}=\dfrac{(C_{14}B_{66}-2C_{66}B_{14})\sin 2\varphi+2\delta(2C_{14}B_{41}-C_{66}B_{44})\cos\varphi}{4(C_{44}C_{66}-C_{14}^2)}. \end{cases} \tag{10}$$

Определим равновесную зависимость полярного угла выхода вектора **l** из базисной плоскости δ от азимутального угла φ, задаваемого внешним полем. Для этого подставим выражения (7) в (2) и (4) и минимизируем (1) по углу δ. Учитывая (8) и (9) (или (10)), получаем для случая гидростатического давления (или плоскостного гидростатического давления)

$$\delta=\frac{d+d_1+d_2+\chi_{vl,pl}P}{a+D^2/E-\mu_{vl,pl}P}\sin 3\varphi, \tag{11}$$

где

$$d_1=\frac{4C_{14}B_{14}B_{41}-2C_{44}B_{41}B_{66}+C_{14}B_{44}B_{66}-2C_{66}B_{14}B_{44}}{2(C_{44}C_{66}-C_{14}^2)} \sim B^2/C\sim 10^2\,\mathrm{erg/cm^3},$$

$$d_2=G_4\frac{C_{13}(B_{11}+B_{12})-B_{13}(C_{11}+C_{12})}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}+J_4\frac{2B_{13}C_{13}-(B_{11}+B_{12})C_{33}}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}\sim G_4B/C\sim J_6B/C \sim 10^3\,\mathrm{erg/cm^3}$$

— первая и вторая добавки к константе кубической анизотропии. Обратим внимание на то, что d_1 — магнитоупругая добавка к d за счет „старых“ магнитоупругих инвариантов вида Bul^2. Подставляя сюда стрикционные деформации $u\sim(B/C)l^2$, приходим к добавкам к магнитным инвариантам четвертого порядка вида $(B^2/C)l^4$. Отсюда получаем $d_1\sim B^2/C$. Понятно, что добавки к магнитным инвариантам шестого порядка из Bul^2 не получатся, поэтому соответствующей добавки к e за счет „старых“ магнитоупругих инвариантов существовать не может.

В (11)

$$\chi_{vl}=\frac{G_4\big[2C_{13}-(C_{11}+C_{12})\big]+2J_4(C_{13}-C_{33})}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}\sim G_4/C\sim J_4/C\sim 10^{-4},$$

$$\chi_{pl}=2\,\frac{G_4C_{13}-J_4C_{33}}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}\sim G_4/C\sim J_4/C\sim 10^{-4},$$

$$\mu_{vl}=\frac{(C_{13}-C_{33})(B_{11}+B_{12}-2B_{31})+(2C_{13}-C_{11}-C_{12})(B_{13}-B_{33})}{C_{33}(C_{11}+C_{12})-2C_{13}^2}\sim B/C\sim 10^{-5}\,\mathrm{erg/cm^3},$$

$$\mu_{pl} = 2\,\frac{2C_{13}(B_{13}-B_{33}) - C_{33}(B_{11}+B_{12}-2B_{31})}{C_{33}(C_{11}+C_{12}) - 2C_{13}^2}$$

$$\sim B/C \sim 10^{-5}\,\text{erg/cm}^3.$$

Подставляя (7), (8), (9) (или (10)), (11) в (1) получим выражение для плотности энергии эффективной гексагональной анизотропии

$$F_{\text{hex}}^{\text{eff}} = \left(e + e_1 + \xi_{vl,pl}P + \frac{(d+d_1+d_2+\chi_{vl,pl}P)^2}{4(a+D^2/E-\mu_{vl,pl}P)}\right)\cos 6\varphi$$

$$= \left(e' + \frac{d'^2}{4a'}\right)\cos 6\varphi. \qquad (12)$$

Здесь

$$\xi_{vl} = \frac{G_6\left[2C_{13} - (C_{11}+C_{12})\right] + 2J_6(C_{13}-C_{33})}{C_{33}(C_{11}+C_{12}) - 2C_{13}^2}$$

$$\sim G_6/C \sim J_6/C \sim 10^{-7},$$

$$\xi_{pl} = 2\,\frac{G_6C_{13} - J_6C_{33}}{C_{33}(C_{11}+C_{12}) - 2C_{13}^2} \sim G_6/C \sim G_6/C \sim 10^{-7}.$$

Не будем приводить явного вида добавки e_1 к константе „чистой“ гексагональной анизотропии в силу ее громоздкости, оценим лишь порядок этой величины: $e_1 \sim G_6B/C \sim J_6B/C \sim 1\,\text{erg/cm}^3$. Отметим также, что в формулах (11), (12) опущены явно малые добавки к d и e. Обратим внимание на то, что приведенные магнитоупругие добавки к d (кроме d_1) и e связаны с гидростатическим давлением и новыми магнитоупругими инвариантами.

Таким образом, формула (12) свидетельствует о том, что существование новых магнитоупругих констант приводит к зависимости от гидростатического давления эффективных констант кубической d' и „чистой“ гексагональной e' анизотропии, причем эта зависимость обеспечивает наблюдаемое в эксперименте [4] возрастание базисной анизотропии при меньших давлениях, чем в нашей работе [8].

3. Построенная модель позволяет объяснить особенность экспериментального образца гематита [4], состоящую в том, что его базисная анизотропия существенно превосходила известную для гематита величину. На основе результатов [4] можно заключить, что анизотропия возрастает, как минимум, на порядок. В нашей работе [13], посвященной теоретическому описанию экспериментов [4] по двупреломлению поперечного звука в гематите, мы также оценили добавку к базисной анизотропии, рассматривая ее как подгоночный параметр. Наша оценка тоже дает возрастание анизотропии на порядок. Полагая поэтому в (12), что в присутствии напряжений эффективная константа базисной анизотропии на порядок превосходит константу исходной кристаллографической анизотропии:

$$e' + \frac{d'^2}{4d'} \sim 10\left(e + \frac{e^2}{4a}\right) \sim 10\,\text{erg/cm}^3,$$

и учитывая входящие сюда константы, можем оценить необходимое для такого возрастания гидростатическое давление: $P \sim 10^8\,\text{dyn/cm}^2$. Величина давления в этом случае вполне укладывается в наши расчеты механических напряжений, возникавших в аналогичных магнитоакустических экспериментах в монокристаллах бората железа [2,14].

Давления, существенно влияющие на гексагональную анизотропию в рамках предложенной модели $P \sim 10^8\,\text{dyn/cm}^2$ значительно меньше наших оценок [8] ($P \sim 10^{10}\,\text{dyn/cm}^2$). Это означает, что в формулах (11), (12) можно опустить добавки $\mu_{vl,pl}P$ к эффективной одноосной анизотропии, поскольку эти добавки становятся существенными как раз при давлениях $P \sim 10^{10}\,\text{dyn/cm}^2$. Важно отметить, что, несмотря на существенное уменьшение давлений в рамках рассматриваемой модели, они все же велики по сравнению с магнитоупругими константами: $P \sim 10^8 \gg B,\ J_6,\ G_6,\ \delta J_4,\ \delta G_4$. Поэтому вклад в деформации (9), (10) за счет гидростатического давления существенно превосходит стрикционный вклад. Однако учет стрикционного вклада в (9), (10) все-таки необходим. При подстановке (9), (10) в соответствующие выражения для упругой энергии (3), (5) получаем такие же по порядку величины и структуре слагаемые, как те, которые получаются в магнитоупругой энергии (4) за счет части деформаций, связанной с давлением.

Таким образом, величина константы базисной гексагональной анизотропии гематита может значительно увеличиться за счет механических напряжений, существующих в реальном кристалле. Анализ, проведенный в рамках термодинамической теории с учетом высших магнитоупругих инвариантов, позволяет заключить, что эти напряжения сравнительно невелики.

Список литературы

[1] Е.А. Туров. ЖЭТФ **96**, *6*, 2140 (1989).

[2] Yu.N. Mitsay, K.M. Skibinsky, M.B. Strugatsky, A.P. Korolyuk, V.V. Tarakanov, V.I. Khizhnyi. JMMM **219**, *3*, 340 (2000).

[3] D. Afanasiev, I. Razdolski, K.M. Skibinsky, D. Bolotin, S.V. Yagupov, M.B. Strugatsky, A. Kirilyuk, Th. Rasing, A.V. Kimel. Phys. Rev. Lett. **112**, 147 403 (2014).

[4] И.Ш. Ахмадуллин, С.А. Мигачев, М.Ф. Садыков, М.М. Шакирзянов. ФТТ **46**, *2*, 305 (2004).

[5] М.М. Фарзтдинов. УФН **84**, *4*, 611 (1964).

[6] H. Kumaga, H. Abe, K. Ono, J. Shimada, K. Iwanada. Phys. Rev. **99**, 1116 (1955).

[7] Е.А. Туров, А.В. Колчанов, В.В. Меньшенин, И.Ф. Мирсаев. Симметрия и физические свойства антиферромагнетиков. Физматлит, М. (2001). 560 с.

[8] М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский. ФТТ **51**, *6*, 1108 (2009).
[9] Современная кристаллография. Т. 3. Образование кристаллов. А.А. Чернов, Е.И. Гиваргизов, Х.С. Багдасаров, Л.Н. Демьяненко, В.А. Кузнецов, А.Н. Лобачев. Наука, М. (1980). 407 с.
[10] Е.А. Туров, И.Ф. Мирсаев, В.В. Николаев. УФН. **172**, *2*, 193 (2002).
[11] D. Sander. J. Phys.: Cond. Matter **16**, 603 (2004).
[12] Р.З. Левитин, В.А. Щуров. В сб.: Физика и химия ферритов / Под ред. К.П. Белова, Ю.Д. Третьякова. Изд-во МГУ, М. (1973). С. 162.
[13] М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский. ФТТ **52**, *6*, 1131 (2010).
[14] М.Б. Стругацкий, К.М. Скибинский. Уч. зап. ТНУ. Физика **19** (**58**), *1*, 130 (2006).