

## Влияние доменной структуры на ферромагнитный резонанс в материалах с осью легкого намагничивания

© В.А. Журавлев, А.А. Ошлаков

Томский государственный университет,  
634050 Томск, Россия

E-mail:ptica.rff@elefot.tsu.ru

(Поступила в Редакцию 19 января 2001 г.)

Излагаются результаты экспериментального и теоретического исследования ферромагнитного резонанса (ФМР) в монокристаллических образцах ферритов с гексагональной структурой, обладающих магнитокристаллической анизотропией типа "ось легкого намагничивания". Эксперименты проведены на образцах в форме дисков, изготовленных из материалов с разной величиной поля анизотропии. По измерениям частотных зависимостей резонансных полей ФМР вдоль направлений легкого и трудного намагничивания в состоянии однородного намагничивания определены величины эффективных полей анизотропии и магнитомеханические отношения (или  $g$ -факторы) материалов. Показано, что, дополнив эти измерения исследованием спектров ФМР в присутствии доменной структуры, можно определять из эксперимента на одном микрообразце не только указанные выше параметры, но и намагничённость насыщения магнитно-одноосных материалов. Показано, что теория спектра частот ФМР в частично намагничённом состоянии, основанная на простой модели доменной структуры в виде системы плоскопараллельных слоев, хорошо согласуется с экспериментом.

1. Основы теории ферромагнитного резонанса (ФМР) при наличии доменной структуры (ДС) в материалах с одноосной магнитокристаллической анизотропией (МКА) были изложены в работе Смита и Бельерса [1], где рассмотрен случай монокристаллического образца в форме эллипсоида вращения с полосовой ДС и намагничивающим полем ( $\mathbf{H}_0$ ), приложенным в плоскости, перпендикулярной оси легкого намагничивания (ОЛН). Ось вращения эллипсоида совпадала с ОЛН. При такой ориентации  $\mathbf{H}_0$  период ДС при намагничивании образца не меняется, поэтому вклад от каждой магнитной подсистемы в резонансные частоты и поглощение одинаков. В работе [2] результаты [1] были обобщены на случай наличия наряду с полосовой ДС и цилиндрических магнитных доменов (ЦМД), а также было рассмотрено намагничивание образца полем, приложенным параллельно ОЛН. При этом кроме процессов вращения векторов намагничённости доменов были учтены также процессы смещения доменных границ, приводящие к изменению относительного объема соседних доменов и величин размагничивающих факторов ДС. Теория ФМР материалов с полосовой ДС при произвольной ориентации  $\mathbf{H}_0$  относительно оси анизотропии эллипсоидального образца была развита в работах [3,4].

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования спектра частот ФМР одноосных материалов как в присутствии ДС, так и в насыщенном состоянии. Исследования проведены на монокристаллах гексаферритов  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  (BaM) и  $\text{BaSc}_{1.1}\text{Fe}_{10.9}\text{O}_{19}$  (BaScM), отличающихся величиной полей МКА, при намагничивании образцов в плоскости, перпендикулярной ОЛН. Результаты экспериментов сопоставлены с теорией.

2. Наши теоретические расчеты подобны проведенным в работах [1–6], поэтому подробно на них останавливаться не будем. Отметим лишь основные отличия рассмотренной нами модели и приведем необходимые для анализа экспериментальных данных соотношения. Изучался образец в форме эллипсоида вращения с размагничивающими факторами  $N_{\perp 0}$  и  $N_{z0}$ ,  $2N_{\perp 0} + N_{z0} = 1$ . Ось вращения эллипсоида — ось  $\mathbf{z}$  системы координат  $(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z})$  — совпадала с ОЛН, которой является ось  $\mathbf{c}$  гексагонального кристалла. Выражение для энергии МКА записывалось с константами анизотропии ( $k_i$ ) до третьего порядка включительно. Учет влияния высших констант анизотропии необходим, поскольку они при определенных условиях (см., например, [7–9]) могут оказывать заметное влияние на величину поля МКА одноосных ферромагнетиков в плоскости, перпендикулярной ОЛН. Намагничивающее поле  $\mathbf{H}_0$  было приложено вдоль оси  $\mathbf{y}$ . Считалось, что образец разделен на ряд плоскопараллельных доменов одинакового объема с чередующейся намагничённостью, границы которых перпендикулярны плоскости  $(xOy)$ . Ориентация ДС относительно поля  $\mathbf{H}_0$ , так же как в [2], задавалась с помощью размагничивающих факторов  $N_x, N_y, N_z$ . Если доменные стенки параллельны  $\mathbf{H}_0$ , то  $N_x + N_z = 1$  и  $N_y = 0$ , в случае перпендикулярной ориентации  $N_x = 0$  и  $N_y + N_z = 1$ . Описание ДС с помощью размагничивающих факторов дает возможность рассматривать наряду с полосовыми и цилиндрические магнитные домены [2]. Теоретический анализ ФМР в присутствии ДС при поле  $\mathbf{H}_0$ , направленном вдоль ОЛН, нами не проводился, поскольку определяющую роль при этом играет первая константа анизотропии и результаты тождественны приведенным в [2–6].

Полная энергия системы записывалась в виде

$$\begin{aligned}
 U = & -\frac{1}{2}H_0(M_{1y} + M_{2y}) + \frac{\pi}{2} \left\{ N_{\perp 0} \left[ (M_{1x} + M_{2x})^2 \right. \right. \\
 & \left. \left. + (M_{1y} + M_{2y})^2 \right] + N_{z0}(M_{1z} + M_{2z})^2 \right\} \\
 & + \frac{\pi}{2} \left[ N_x(M_{1x} - M_{2x})^2 + N_y(M_{1y} - M_{2y})^2 \right. \\
 & \left. + N_z(M_{1z} - M_{2z})^2 \right] + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \frac{k_i}{M_0^{2i}} \left[ (M_{1x}^2 + M_{1y}^2)^i \right. \\
 & \left. + (M_{2x}^2 + M_{2y}^2)^i \right]. \quad (1)
 \end{aligned}$$

Здесь  $M_0$  — величина намагниченности насыщения,  $M_{nx}$ ,  $M_{ny}$ ,  $M_{nz}$  — проекции векторов намагниченности доменов  $\mathbf{M}_n$  ( $n = 1, 2$ ). В (1) первое слагаемое — зеемановская энергия, второе — размагничивающая энергия поверхности образца, третье — размагничивающая энергия ДС, последнее — энергия МКА. В выражении (1) опущено слагаемое, описывающее энергию доменных стенок. В гексаферритах  $M$ -типа толщина доменных стенок составляет приблизительно  $0.01 \mu\text{m}$ , т. е. объем, занимаемый ими, существенно меньше объема домена, поскольку его толщина  $\sim 10 \mu\text{m}$  [2].

При решении статистической задачи считалось, что в отсутствие намагничивающего поля вектор  $\mathbf{M}_1$  ориентирован параллельно, а  $\mathbf{M}_2$  — антипараллельно оси  $z$ . Приложение магнитного поля  $\mathbf{H}_0$  приводит к отклонению векторов  $\mathbf{M}_n$  от оси  $z$  на углы  $\vartheta_1$  и  $\vartheta_2$  соответственно. Благодаря симметрии задачи в плоскости  $(xOy)$  векторы  $\mathbf{M}_n$  и  $\mathbf{H}_0$  находятся в одной плоскости и  $\vartheta_2 = \pi - \vartheta_1$ . Равновесные значения углов  $\vartheta_1$ ,  $\vartheta_2$  в полях, меньших поля насыщения, равного

$$H_s = H_\Theta + 4\pi N_{\perp 0} M_0, \quad (2)$$

в отличие от работ [1–6] находились численным методом из условия минимума полной энергии системы (1). В (2)  $H_\Theta = 2(k_1 + 2k_2 + 3k_3)/M_0$  — величина поля анизотропии в плоскости, перпендикулярной гексагональной оси  $c$ .

Динамическая задача об определении собственных частот колебаний намагниченности образца в присутствии ДС решалась по методике, предложенной в работах [2,10]. Записывалась система связанных уравнений движения для векторов намагниченностей соседних доменов. Эффективные статические и динамические магнитные поля, входящие в уравнения, определялись из выражения для энергии (1). Линеаризованная система однородных уравнений для компонент переменных намагниченностей образца ( $\mathbf{m}_{nx}$ ,  $\mathbf{m}_{ny}$ ,  $\mathbf{m}_{nz}$ ) в матричной форме имела вид

$$[D] \times [m] = 0, \quad (3)$$

где  $[m] = (m_{1x}, m_{1y}, m_{1z}, m_{2x}, m_{2y}, m_{2z})^T$  — вектор переменных намагниченностей, а  $[D]$  — матрица коэффициентов размерностью  $6 \times 6$ . Собственные резонансные

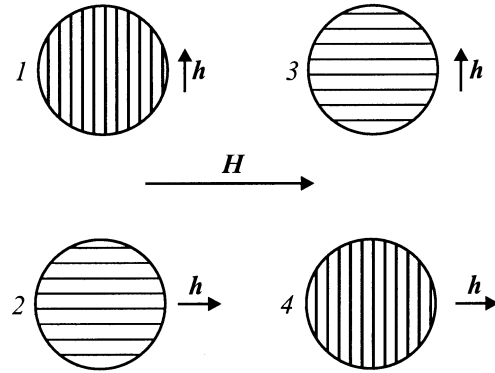


Рис. 1. Взаимные расположения ДС, постоянного и переменного магнитных полей, для которых проведен расчет резонансных частот. Цифры 1, 4 соответствуют типам колебаний с  $N_x = 0$ , а 2,3 — с  $N_y = 0$ .

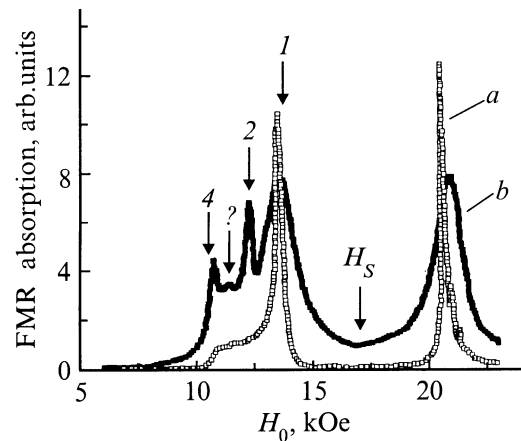


Рис. 2. Кривые ФМР образцов гексаферрита ВаМ.  $a$  и  $b$  соответствуют образцам, размеры которых приведены в подписи к рис. 3.

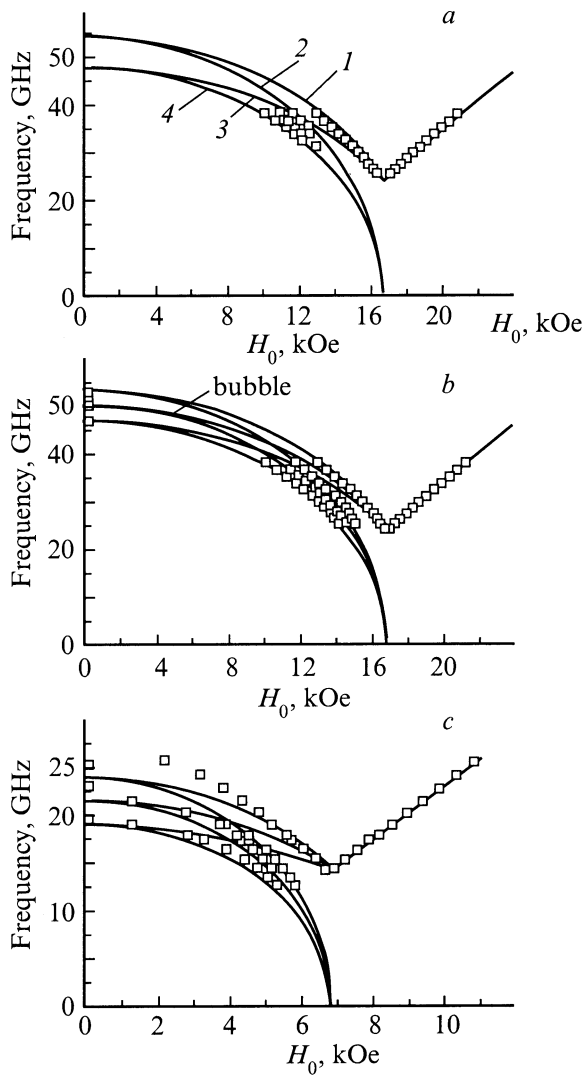
частоты находились из уравнения

$$\det[D] = 0. \quad (4)$$

В положительной области значений частоты существуют два решения для резонансных частот ( $\omega_{\text{res}}$ ), которые соответствуют двум ветвям спектра, возбуждаемым переменным магнитным полем ( $\mathbf{h}$ ), направленным параллельно или перпендикулярно  $\mathbf{H}_0$ . В зависимости от ориентации ДС рассчитанные нами случаи соответствуют ситуациям, изображенным на рис. 1 и пронумерованным цифрами 1–4. Эти же цифры использованы на рис. 2 и далее при сравнении теории с экспериментом для обозначения расчетных резонансных полей и частот соответствующих типов колебаний. При  $H_0 = 0$  и  $N_z = 0$  в спектре наблюдаются две моды естественного ферромагнитного резонанса (ЕФМР) с частотами

$$(\omega_1/\gamma)^2 = H_{a1}(H_{a1} + 4\pi N_{\perp 0} M_0),$$

$$(\omega_2/\gamma)^2 = (H_{a1} + 4\pi M_0)(H_{a1} + 4\pi N_{\perp 0} M_0). \quad (5)$$



**Рис. 3.** Полевые зависимости резонансных частот образцов. *a* — ВаМ, диаметр  $\varnothing = 1.4$  mm, толщина  $h = 0.06$  mm; *b* — ВаМ,  $\varnothing = 2.6$  mm,  $h = 0.11$  mm; *c* — ВаScМ,  $\varnothing = 2.6$  mm,  $h = 0.095$  mm. Обозначения расчетных типов колебаний на рис. 3, *b,c* те же, что на рис. 3, *a*. Типы колебаний, обозначенные bubble, относятся к цилиндрическим магнитным доменам.

Увеличение поля  $\mathbf{H}_0$  приводит к уменьшению частот всех типов колебаний. Причем если частоты мод 2 и 4 (рис. 1), возбуждаемых переменными полями, параллельными  $\mathbf{H}_0$ , убывают до нуля в поле  $H_0 = H_S$  (см. кривые на рис. 3), то частоты двух других типов (1,3), возбуждаемые поперечным переменным полем, вырождаются в частоту  $(\omega_{r\perp})$  намагниченного до насыщения образца

$$(\omega_{r\perp}/\gamma)^2 = H_0[H_0 - H_\theta - 4\pi(N_{\perp 0} - N_{z0})M_0]. \quad (6)$$

Если ДС ориентирована под произвольным углом относительно  $\mathbf{H}_0$ , то резонансные частоты будут находиться в секторах, ограниченных кривыми 1,3 и 2,4

соответственно [4]. В поле  $H_0 = H_S$  вместо (6) получим формулу, которая может быть применена для определения величины  $4\pi M_0$  из эксперимента,

$$(\omega_{r\perp}/\gamma)^2 = 4\pi N_{z0} M_0 H_S. \quad (7)$$

При намагничивании образца вдоль ОЛН резонансные частоты ФМР в присутствии ДС не зависят от величины намагничивающего поля и остаются равными  $\omega_1, \omega_2$  вплоть до состояния однородного намагничивания, которое наступает в полях  $H_0 \geq 4\pi M_0 N_{z0}$  [4]. Резонансная частота ФМР в однородно намагниченном состоянии равна

$$\omega_{r\parallel}/\gamma = H_0 + H_{a1} + 4\pi M_0(N_{\perp 0} - N_{z0}). \quad (8)$$

Из сравнения формул (6) и (8) видно, что учет анизотропии в рассматриваемом случае (эллипсоид вращения с осью вращения, совпадающей с ОЛН) эквивалентен замене поля анизотропии  $H_{a1} = 2k_1/M_0$  на  $H'_{a1} = H_{a1} + 4\pi M_0(N_{\perp 0} - N_{z0})$ .

3. Экспериментальные исследования проведены на спектрометре ФМР в диапазоне частот 15–55 GHz при величинах намагничивающих полей до 21 kOe. В диапазоне частот до 38 GHz измерения проводились по резонаторной методике на прямоугольных многомодовых резонаторах с колебаниями типа  $TE_{10p}$ , которые включались в волноводный тракт на проход. На более высоких частотах использовалась волноводная методика измерений. Эксперименты выполнялись при комнатной температуре. Применялись образцы в форме диска диаметром менее 3 mm. Ось вращения дисков совпадала с гексагональной осью кристалла. Образец помещался в пучность СВЧ магнитного поля таким образом, чтобы при его вращении ориентация подмагничивающего поля  $H_0$  менялось от оси до плоскости диска, а переменное магнитное поле при этом всегда оставалось в плоскости диска. Кривые ФМР записывались на фиксированных частотах в виде зависимостей коэффициента прохождения СВЧ-мощности через резонатор (волновод) от величины  $H_0$ . Для обеспечения равных условий эксперимента запись резонансных кривых производилась при уменьшении величины намагничивающего поля от максимума. Спектры ЕФМР (при  $H_0 = 0$ ) регистрировались при развертке по частоте.

Эксперимент проводился по следующей методике. В области однородного намагничивания снимались частотные зависимости резонансных полей ( $H_{res}$ ) для направлений намагничивающего поля вдоль оси и в плоскости диска. С помощью обработки этих данных методом наименьших квадратов по формулам (6), (8) находились величина магнитомеханического отношения ( $\gamma$ ) и величины полей анизотропии  $H_\theta$  и  $H'_{a1}$ . По формулам Осборна (см., например, [11]) рассчитывались намагничивающие факторы образцов. Намагниченность насыщения ( $4\pi M_0$ ) определялась из экспериментально найденных величин  $\omega_{r\perp}$  и  $H_S$  по формуле (7). После этого разделялись вклады в  $H'_{a1}$  от анизотропии формы и МКА.

Измеренные параметры материалов

Материал	$\gamma$ , GHz/kOe	$4\pi M_s$ , kG	$H_{a1}$ , kOe	$H_\Theta$ , kOe
BaM	$2.8 \pm 0.02$	$4.8 \pm 0.1$	$16.7 \pm 0.1$	$16.7 \pm 0.1$
BaScM	$2.78 \pm 0.02$	$4.0 \pm 0.1$	$7.0 \pm 0.1$	$6.8 \pm 0.1$

Полученные таким образом параметры исследованных материалов представлены в таблице. Они использовались для построения теоретических полевых зависимостей резонансных частот образцов с ДС. Отметим, что для образца BaM наблюдается хорошее соответствие измеренных нами величин литературным данным [12].

4. Обсудим результаты, полученные в настоящей работе. На рис. 2 представлены резонансные кривые, измеренные на частоте 36.76 GHz, а на рис. 3, *a, b* — полевые зависимости резонансных частот двух образцов из гексаферрита BaM, отличающихся геометрическими размерами. Размеры дисков приведены в подписи к рис. 3. В области полей, больших  $H_S$  наблюдается резонансная кривая однородного ФМР; на ее высокополевом склоне присутствует несколько магнитостатических пиков. На тонком образце (кривая *a*) интенсивности этих пиков малы, тогда как резонансная кривая для образца больших размеров (*b*) представляет собой суперпозицию двух типов колебаний близкой интенсивности. В полях, меньших поля насыщения, наблюдается пик ФМР, возбуждаемый, как и однородный ФМР, поперечным ( $\mathbf{h} \perp \mathbf{H}_0$ ) переменным магнитным полем (тип 1 на рис. 1). Ширина линии ( $\Delta H$ ) этого пика близка к  $\Delta H$  однородного ФМР. На низкополевом склоне у тонкого образца наблюдается широкая диффузная область поглощения. Известно (см., например, [2,12]), что плоскопараллельная ДС одноосных гексаферритов при малых намагничивающих полях, как правило, имеет вид меандра. Ориентация ее в разных областях образца относительно намагничивающего поля может быть различной. При этом угол между ДС и полем  $\mathbf{H}$  может меняться от нуля до  $\pi/2$ . Наличие такого распределения должно привести к широкой полосе поглощения. Однако эту область все же можно разделить на несколько резонансных кривых, поля которых приведены на рис 3, *a*. Согласно рис. 2, при увеличении размеров образца эта диффузная область переходит в совокупность хорошо выраженных максимумов. Резонансные поля этих максимумов близки к расчетным для типов колебаний, возбуждаемых полем  $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0$ , хотя образец находится в пучности переменного поля, перпендикулярного намагничивающему полю. Подобный эффект наблюдался также и в работе [2]. Можно предположить, что своим появлением указанные типы колебаний обязаны неоднородности переменного поля вблизи образца, обусловленной тем, что размеры образца сравнимы с длиной волны. Причем появляющееся ”вторичное” переменное поле имеет компоненту, направленную вдоль поля  $\mathbf{H}_0$ . Кроме того, между

типами колебаний 2 и 4 наблюдается дополнительный пик, отмеченный знаком (?). Его резонансное поле близко к расчетному для колебания с  $N_x = N_y = 1/2$  (ЦМД) при  $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}_0$  хотя при ориентации  $\mathbf{H}_0$  в направлении трудного намагничивания ЦМД возникать не должны. На рис. 3, *c* представлены полевые зависимости резонансных частот диска из гексаферрита BaScM, имеющего меньшее поле анизотропии. Результаты измерений на этом материале подобны приведенным выше для гексаферрита BaM. Однако видно, что для BaScM наблюдается заметное отличие экспериментальных и расчетных резонансных частот, особенно для высокочастотного типа колебаний (тип 1 на рис. 1), на частоту которого сильное влияние оказывает ДС (при  $H_0 = 0$  его частота равна  $\omega_2$  из (5)). Для низкочастотного типа (типа 4 на рис 1), частота которого в основном определяется МКА и равна  $\omega_1$  при  $H_0 = 0$ , наблюдается хорошее соответствие расчета и эксперимента в малых полях  $H_0$ . Такое поведение обусловлено тем, что ДС данного материала, по-видимому, отличается от плоскопараллельной полосовой ДС, для которой проводился расчет. Кроме того, поле анизотропии этого материала сравнимо по величине с размагничивающим полем, что приводит к возрастанию влияния замыкающих доменов на поверхности образца, которые в расчете не учитывались.

5. Таким образом, комплексное исследование полевых зависимостей резонансных частот ФМР как в присутствии ДС, так и в насыщенном состоянии дает возможность определять из эксперимента на одном образце не только поля анизотропии  $H_{a1}$ ,  $H_\Theta$  и величину магнитомеханического отношения  $\gamma$ , но и намагниченность насыщения материала. Хотя образец помещался в пучность переменного магнитного поля, ориентированного перпендикулярно намагничивающему полю, в спектре возбуждаемых типов колебаний присутствуют моды, возбуждаемые продольным переменным полем. Наличие этих мод обусловлено, по-видимому, неоднородностью  $\mathbf{h}$  вблизи образца. Измеренные на гексаферрите BaM резонансные частоты близки к расчетным, поскольку принятая модель ДС адекватно описывает наблюдаемую на опыте ДС. У гексаферрита BaScM, имеющего меньшее поле анизотропии, наблюдается заметное отклонение измеренных частот от расчетных для тех типов колебаний, которые существенно зависят от вида ДС. Отметим, что, согласно на рис. 2, ширина линии ”доменного” типа колебаний 1 близка к ширине линии однородного ФМР. Это дает возможность при практических применениях использовать данный тип колебаний вместо однородного ФМР, требующего существенно большей величины намагничивающего поля.

В заключение авторы выражают благодарность Л.Н. Безматерных за любезно предоставленные монокристаллы гексаферритов и Е.П. Найдену за полезные дискуссии и внимание к работе.

## Список литературы

- [1] J. Smit, H.G. Beljers. Philips Res. Rep. **10**, 113 (1955).
- [2] F.J. Rachford, P. Lubits, C. Vittoria, J. Appl. Phys. **53**, 8940 (1982).
- [3] Л.Г. Оноприенко. ФММ **13**, 1, 151 (1962).
- [4] К.Б. Власов, Л.Г. Оноприенко. ФММ **15**, 1, 45 (1963).
- [5] L. Neel, R. Pauthenet, G. Rimet, V.S. Giron. J. Appl. Phys. **31**, 27 (1960).
- [6] Л.Г. Оноприенко. ФММ **13**, 1, 149 (1962).
- [7] M. Acquaione. J. Phys. C: Solid State Phys. **12**, 1373 (1979).
- [8] Е.П. Найден, В.И. Мальцев, Г.И. Рябцев, В.А. Журавлев, Л.В. Кравченко. Изв. вузов. Физика **34**, 1, 14 (1991).
- [9] В.А. Журавлев. ФТТ **41**, 6, 1050 (1999).
- [10] C. Vittoria. Phys. Rev. **B10**, 3945 (1974).
- [11] А.Г. Гуревич. Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках. Наука, М. (1973).
- [12] Я. Смит, Х. Вейн. Ферриты. ИЛ, М. (1962).