

Резонансные измерения магнитных параметров эпитаксиальных пленок гексаферрита бария

Г. Г. Бондаренко, В. В. Шагаев

Изучены характеристики резонансного сигнала в волноводном методе определения магнитных параметров ферритовых пленок. Обнаружено существенное влияние подложки и размера пленочного покрытия на ширину линии ферромагнитного резонанса. Для повышения точности измерений предложено использовать образцы со специальной геометрией пленки.

Введение

Надежды на освоение спин-волновыми устройствами миллиметрового диапазона связаны с выбором в качестве рабочего материала гексаферрита бария ($\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$). Перспективность этого материала обусловлена в первую очередь подходящими для устройств миллиметрового диапазона значениями магнитных параметров — поля одноосной магнитной анизотропии и намагниченности насыщения [1]. Еще одно достоинство гексаферрита бария — возможность получения его в виде эпитаксиальных пленок [2, 3]. Подложкой для выращивания пленок служит гексагаллат стронция (SrGa_2O_9), параметры кристаллической решетки которого близки к бариевому ферриту [4]. Несмотря на успехи в технологии выращивания пленок неудовлетворительной остается ширина линии ферромагнитного резонанса (ФМР). Данный параметр является мерой затухания магнитных возбуждений, и он наряду с вышеперечисленными параметрами определяет пригодность материала для построения спин-волновых устройств.

Усовершенствование технологии пленок предполагает использование достоверных методов определения магнитных параметров. При этом важную роль играет интерпретация характеристик измеряемого сигнала и установление связи характеристик с материальными параметрами образца. Физическую основу большинства методов составляют явления, происходящие при взаимодействии магнитной подсистемы феррита с электромагнитным

полем. В данной работе образец взаимодействует с полем короткозамкнутого волновода. Теория метода разработана для ферритового эллипсоида, расположенного на оси волновода [5]. Однако применительно к пленочным структурам модель должна быть уточнена, так как помимо феррита с полем волновода взаимодействует диэлектрическая подложка. Данная особенность пленочных структур была отмечена в работе [6]. В частности, была обнаружена зависимость ширины линии ФМР от толщины подложки. Однако причина этой зависимости осталась невыясненной.

Отличительная черта настоящей работы — выбор геометрии исследуемых образцов. На основе предложенной геометрии была построена и проанализирована модель взаимодействия образца с полем волновода. Развитые теоретические представления были использованы при проведении экспериментальных исследований пленок гексаферрита бария.

Теоретический анализ

Измерительная ячейка представляет собой отрезок короткозамкнутого волновода (рис. 1). Образец имеет форму прямоугольного параллелепипеда $a \times b \times d$, заполняющего поперечное сечение волновода. При этом пленка занимает небольшую центральную часть площади подложки. С остальной части подложки пленка удалена (стравлена). Пленочной стороной образец прижат к стенке, образующей короткое замыкание волноводной

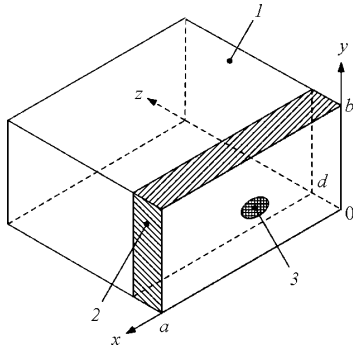


Рис. 1. Модель измерительной ячейки. 1 – внутренняя поверхность короткозамкнутого волновода, 2 – подложка, 3 – пленка.

ячейки. Геометрия пленки позволяет значительно упростить анализ характеристик взаимодействия образца с полем волновода. Действительно, пленку с малой по сравнению с сечением волновода площадью можно рассматривать как точечный объект. При анализе взаимодействия такой пленки с полем волновода достаточно рассчитать параметры поля только в одной точке — в центре короткозамкнутой стенки. Еще одно упрощение в проводимом анализе касается структуры поля волновода. Как и в ранее изученных моделях, будем рассматривать волну основного типа — TE_{10} . Измеряемым параметром метода является коэффициент отражения волны по мощности. Выполним его расчет.

Согласно теории волноводов, в пустой части волновода ($z > d$) отличные от нуля поперечные составляющие напряженности электрического (\mathbf{e}) и магнитного (\mathbf{h}) поля TE_{10} -волны имеют вид (частное решение уравнений Максвелла, состоящее из двух встречных волн, у которых неизвестным параметром является амплитуда отраженной волны)

$$e_y = \left[\exp(iqz) + C_0 \exp(-iqz) \right] \left[-\frac{i\omega a}{c\pi} \right] \times \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(i\omega t), \quad (1)$$

$$h_x = \left[\exp(iqz) - C_0 \exp(-iqz) \right] \left[-\frac{iqa}{\pi} \right] \times \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(i\omega t). \quad (2)$$

Здесь C_0 — коэффициент отражения по амплитуде, падающей на образец волны; ω — круговая частота; t — время; q — волновое число, причем

$$q^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\pi^2}{a^2}, \quad \text{где } c \text{ — скорость света в вакууме.}$$

В той части волновода, где расположен образец ($0 < z < d$), на поле влияют диэлектрические свойства подложки. Кроме того, необходимо учитывать поле, излучаемое в волновод колебаниями намагниченности феррита. Тогда выражения для поперечных компонент поля приобретают вид

$$e_y = \left\{ \left[A_0 \exp(ikz) + B_0 \exp(-ikz) \right] \left[-\frac{i\omega a}{c\pi} \right] + h_m \exp(-ikz) \left[-\frac{\omega}{ck} \right] \right\} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(i\omega t), \quad (3)$$

$$h_x = \left\{ \left[A_0 \exp(ikz) - B_0 \exp(-ikz) \right] \left[-\frac{ika}{\pi} \right] + h_m \exp(-ikz) \right\} \sin\left(\frac{\pi x}{a}\right) \exp(i\omega t), \quad (4)$$

где согласно [5] амплитуда волны, излучаемой ферритом, равна

$$h_m = -i \frac{4\pi v k m_x}{ab}. \quad (5)$$

В формулах (3) – (5) использованы следующие обозначения: v — объем ферритовой пленки; m_x — комплексная амплитуда переменной намагниченности феррита; k — волновое число TE_{10} -волны в случае заполнения волновода средой с диэлектрической проницаемостью ϵ (для подложки $\epsilon \approx 10$),

$$\text{причем } k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon - \frac{\pi^2}{a^2}.$$

Важным элементом решения поставленной задачи является самосогласованный подход при расчете поля и переменной намагниченности. Такой подход основан на соотношении

$$m_x = \chi_{xx} h_{0x}, \quad (6)$$

в котором χ_{xx} — компонент тензора магнитной восприимчивости пленки, h_{0x} — амплитуда переменного магнитного поля в месте расположения “точечной” ферритовой пленки. Амплитуда может быть найдена из выражения (4) при $x = a/2$ и $z = 0$. Тогда, подставляя (4) и (6) в (5), получим

$$\left[A_0 - \left(B_0 + h_m \frac{\pi}{ika} \right) \right] i \frac{4\pi v k \chi_{xx}}{ab} = h_m \frac{\pi}{ika}. \quad (7)$$

Следующий этап расчета связан с учетом граничных условий для компонент поля. На поверхности подложки $z = d$ условия непрерывности e_y и h_x дают следующие уравнения

$$A_0 \exp(ikd) + \left(B_0 + h_m \frac{\pi}{ika} \right) \exp(-ikd) = \exp(iqd) + C_0 \exp(-iqd), \quad (8)$$

$$\left[A_0 \exp(ikd) - \left(B_0 + h_m \frac{\pi}{ika} \right) \right] k = \left[\exp(iqd) - C_0 \exp(-iqd) \right] q. \quad (9)$$

Еще одно граничное условие заключается в обращении в ноль компонента e_y на короткозамкнутой стенке волновода. Уравнение, следующее из этого граничного условия, не может быть получено на основе выражения (3). В этом выражении волна, излучаемая ферритом, распространяется в направлении $z > 0$. Для поля на короткозамкнутой стенке необходимо учитывать волну, излучаемую в направлении $z < 0$. Такой учет приводит к необходимости замены последнего слагаемого в фигурных скобках в (3)

$$h_m \exp(-ikz) \left(-\frac{\omega}{ck} \right) \rightarrow h_m \exp(ikz) \left(\frac{\omega}{ck} \right).$$

Тогда граничное условие при $z = 0$ примет вид

$$(A_0 + B_0) \left(-\frac{i\omega a}{c\pi} \right) + h_m \frac{\omega}{ck} = 0. \quad (10)$$

Уравнения (7)–(10) образуют систему из четырех уравнений относительно неизвестных параметров A_0 , B_0 , C_0 , h_m . Целью расчета является только один из этих параметров — C_0 . Искомый коэффициент отражения волны по мощности равен $|C_0|^2$. Физический интерес представляет также величина $W = 1 - |C_0|^2$, которая является относительной мощностью поглощения волны в феррите.

Компонент χ_{xx} тензора магнитной восприимчивости вблизи резонансных условий имеет вид [5]

$$\chi_{xx} = \chi'_{xx} - i\chi''_{xx}, \quad \frac{\chi'_{xx}}{\chi''_{res}} = \frac{\delta}{1 + \delta^2}, \quad \frac{\chi''_{xx}}{\chi''_{res}} = \frac{1}{1 + \delta^2}. \quad (11)$$

Здесь χ'_{xx} и χ''_{xx} — действительная и мнимая части компонента χ_{xx} ; χ''_{res} — значение мнимой части при резонансе; δ — безразмерный параметр, описывающий отклонение условий возбуждения колебаний намагниченности в феррите от резонансных. Для измерений, проводимых в постоянном намагничивающем поле и с изменяющейся вблизи резонансного значения частотой ($f = \omega/2\pi$), параметр δ задается выражением

$$\delta = \frac{2(f - f_{FMR})}{\Delta f_{1/2}},$$

где f_{FMR} — значение резонансной частоты; $\Delta f_{1/2}$ — ширина резонансной зависимости $\chi''_{xx}(f)$ на половинной высоте от максимального значения (согласно (11) $\max[\chi''_{xx}(\delta)] = \chi''_{res}$). Аналогично, для измерений, в которых частота постоянна, а меняется намагничивающее поле, параметр δ выражается через напряженность поля H

$$\delta = \frac{2(H - H_{FMR})}{\Delta H_{1/2}},$$

где H_{FMR} — напряженность резонансного поля; $\Delta H_{1/2}$ — ширина резонансной зависимости $\chi''_{xx}(H)$.

Расчет $|C_0|^2$ и W по рассмотренной выше схеме и с подстановкой выражений (11) приводит к следующей формуле для мощности поглощения

$$W = \frac{4p_{ff}}{\alpha\delta^2 + \beta\delta + \gamma}, \quad (12)$$

$$p_{ff} = \frac{2vq}{ab} 4\pi\chi''_{res}, \quad (13)$$

$$\alpha = \cos^2 kd + \frac{q^2}{k^2} \sin^2 kd,$$

$$\beta = -2p_{ff} \left(\frac{k}{q} - \frac{q}{k} \right) \sin kd \cos kd,$$

$$\gamma = \cos^2 kd + \frac{q^2}{k^2} \sin^2 kd + p_{ff}^2 \times$$

$$\times \left(\cos^2 kd + \frac{k^2}{q^2} \sin^2 kd \right) + 2p_{ff}.$$

Зависимость $W(\delta)$ имеет резонансный вид, однако она не совпадает с зависимостью $\chi''_{xx}(\delta)$, которая является резонансной характеристикой ферритового материала. Основных отличий — два. Зависимости имеют разную ширину и разные положения максимумов. У зависимости $\chi''_{xx}(\delta)$ максимум расположен в точке $\delta_{\max} = 0$, а ширина на уровне $0,5 \max[\chi''_{xx}(\delta)]$ равна $\Delta\delta_{1/2} = 2$. Анализ формулы (12) показывает, что максимум зависимости $W(\delta)$ расположен в точке

$$\delta_{\max} = -\frac{\beta}{2\alpha} = p_{ff} \left(\frac{k^2}{q^2} - 1 \right) \frac{\left(\frac{q}{k} \tan kd \right)}{1 + \left(\frac{q}{k} \tan kd \right)^2}. \quad (14)$$

Положение максимума зависит от толщины подложки, а интервал возможных значений равен

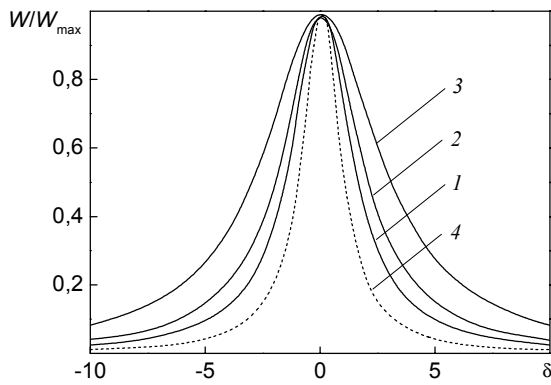


Рис. 2. Теоретические зависимости мощности поглощения TE_{10} -волны при ферромагнитном резонансе в ферритовой пленке (расчет по формуле (12)). При построении всех кривых использовались значения: $\omega = 3\pi c/2a$, $\epsilon = 10$. 1 – $kd = 0$, $p_{ff} = 10(q^2/k^2)$, 2 – $kd = \pi/2$, $p_{ff} = q^2/k^2$, 3 – $kd = \pi/2$, $p_{ff} = 2(q^2/k^2)$, 4 – зависимость $\chi''_{xx} / \chi''_{res}$ (она же является зависимостью нормированной мощности поглощения W/W_{max} для значений $kd = 0$ и $p_{ff} \rightarrow 0$).

$$|\delta_{max}| \leq \frac{p_{ff}}{2} \cdot \left(\frac{k^2}{q^2} - 1 \right).$$

Расчет ширины зависимости $W(\delta)$ на уровне $0,5 \max [W(\delta)]$ приводит к выражению

$$\Delta\delta_{1/2} = 2 \left(1 + \frac{p_{ff}}{\alpha} \right), \quad (15)$$

из которого следует

$$1 + p_{ff} \leq \frac{\Delta\delta_{1/2}}{2} \leq 1 + p_{ff} \frac{k^2}{q^2}.$$

На рис. 2 приведены примеры рассчитанных зависимостей $W(\delta)$. Примеры демонстрируют существенное влияние на ширину $W(\delta)$ “электромагнитной” толщины подложки kd и “комбинированного” параметра пленки p_{ff} . В примерах были использованы значения kd , которые не приводят к смещению максимумов.

Из выражений (14) и (15) и соответствующих им неравенств следует, что различие между измеряемой, $W(\delta)$, и “истинной”, $\chi''_{xx}(\delta)$, резонансными зависимостями будет уменьшаться при уменьшении параметра p_{ff} . В то же время параметром p_{ff} можно управлять путем изменения площади пленки (от площади зависит объем v в формуле (13)). Именно такой подход к реализации оптимальных условий проведения измерений и был использован в экспериментальной части работы.

Методика и результаты экспериментальных исследований

Для определения магнитных параметров пленок необходимо проводить измерения в двух частотных интервалах. При этом используется разная геометрия намагничивания. В связи с этим рассмотрим по отдельности методику определения ширины линии ФМР и методику определения намагниченности и поля анизотропии.

Ширина линии ФМР измерялась при намагничивании пленок перпендикулярно их поверхностям. Подобным образом намагничиваются пленки гексаферрита бария в приборной реализации. Причем рабочий диапазон частот приборов равен 40 – 60 ГГц. В качестве измерительной ячейки использовали отрезок волновода с размерами сечения $3,6 \times 1,8 \text{ мм}^2$. Такие размеры обеспечивают возможность распространения волны TE_{10} в указанном диапазоне частот. Исследуемый образец приклеивали к короткозамкнутой вставке и помещали внутрь волновода. Ячейка находилась в зазоре между полюсами электромагнита. Регулировкой напряженности магнитного поля осуществлялся выбор значения резонансной частоты. В проведенных экспериментах эта частота равнялась $f_{FMR} = 54,6 \text{ ГГц}$. Поглощение энергии электромагнитной волны образцом фиксировали с помощью измерителя коэффициента стоячей волны. Снимали частотную характеристику поглощения вблизи резонансной частоты. Чтобы отделить резонансные потери в пленке от общих потерь, частотную характеристику снимали дважды — в намагничивающем поле и без него. Далее характеристики вычитались. Разница давала частотную характеристику резонансного поглощения в пленке (остальные потери не чувствительны к намагничивающему полю и поэтому не содержатся в разнице).

Пленки гексаферрита бария были выращены на подложках гексагаллата стронция толщиной $d = 0,5 \text{ мм}$. Толщина самих пленок была 2 – 5 мкм. Пленочную структуру разрезали на прямоугольники с размерами, равными размерам волноводного сечения. Полученные образцы подвергали обработке, суть которой заключалась в удалении пленки с большей части поверхности за исключением маленького участка в форме диска, расположенного в центре прямоугольника. В результате такой обработки образцы становились похожими на те, которые служили теоретической моделью (рис. 1). Пленочные диски имели один из трех диаметров $D = 1,0; 0,5; 0,2 \text{ мм}$.

Типичные результаты измерений представлены на рис. 3. Отметим существенное уменьшение

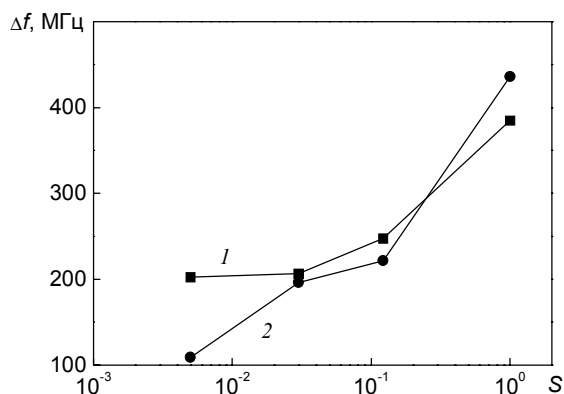


Рис. 3. Экспериментальная зависимость ширины частотной характеристики резонансного поглощения от площади пленки. Ширина (Δf) измерялась на половинной высоте зависимости $W(f)$. Площадь пленки (S) приведена в единицах площади поперечного сечения волновода ($a \times b$) и в логарифмическом масштабе.

ширины кривой ФМР при уменьшении площади пленки. Согласно формуле (15), экспериментальная ширина кривой будет близка к теоретическому минимуму при выполнении условия $p_{ff} \ll \alpha$. Используя полные выражения для параметров неравенства (формула (13) и следующая за ней) и делая численные подстановки, получим следующую оценку для оптимальных диаметров пленочных дисков: $D^2 \ll 1 \text{ мм}^2$. Эта оценка хорошо соотносится с экспериментальными результатами — у большинства пленок при уменьшении размера, начиная с $D = 0,5 \text{ мм}$, изменения ширины линии ФМР были незначительными (типичной является зависимость 1). Тем не менее, в отдельных случаях ширина кривой резонансного поглощения резко падала и при переходе от размера 0,5 к 0,2 мм (как на зависимости 2).

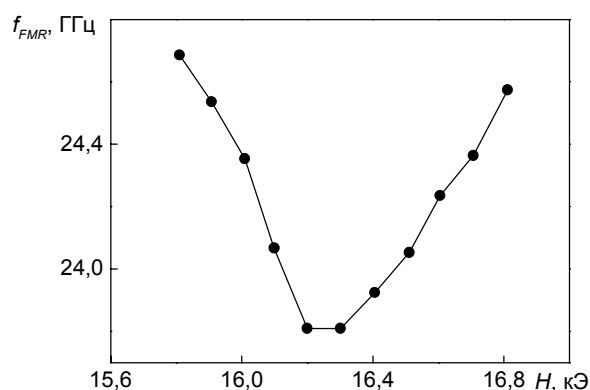


Рис. 4. Зависимость резонансной частоты от напряженности касательного намагничивающего поля вблизи поля перехода из состояния с доменной структурой в однодоменное.

Такие результаты могут быть объяснены неоднородностью пленок. Существующая технология выращивания пленок не обеспечивает высокой однородности их параметров вдоль поверхности подложки, так что образцы, вырезанные из различных частей исходной подложки, могли иметь пленочные покрытия с отличающимся параметром p_{ff} .

Метод определения намагниченности насыщения ($4\pi M_0$) и поля одноосной магнитной анизотропии (H_u) пленок основан на получении зависимости частоты магнитного резонанса от напряженности магнитного поля, направленного параллельно поверхности пленки. Вблизи поля перехода из состояния с доменной структурой в однодоменное зависимость имеет немонотонный участок с минимумом, координаты которого задаются формулами [7]

$$H = H_u, f = g\sqrt{H_u 4\pi M_0},$$

где $g = 2,8 \text{ МГц/Э}$ — гиромагнитное отношение. Для пленок гексаферрита бария ($H_u \approx 16 \text{ кЭ}$, $4\pi M_0 \approx 4,7 \text{ кГс}$) оценочное значение частоты минимума будет $f \approx 24,3 \text{ ГГц}$. Это значение стало ориентиром для выбора измерительной аппаратуры. Так, измерительная ячейка была изготовлена из волновода с размерами сечения $11 \times 5,5 \text{ мм}^2$. Размеры волновода позволяют волне TE_{10} с частотой, расположенной вблизи значения $24,3 \text{ ГГц}$, распространяться без заглушения. Как и при измерении ширины линии ФМР, прямоугольный образец приклеивался к короткозамкнутой вставке и вместе с измерительной ячейкой помещался в зазор между полюсами электромагнита. Поле намагничивало прямоугольный образец вдоль его узкого размера. В отличие от измерений ширины линии ФМР пленка на образцах не стравливалась. Причина такого отступления от теоретической модели связана со слабым влиянием размера пленки на значение резонансной частоты. Оценка смещения резонансной частоты, сделанная на основе формулы (14), дает значение смещения порядка $10 - 20 \text{ МГц}$. В то же время экспериментальная погрешность определения частоты минимума на частотно-полевой зависимости была порядка 50 МГц . Причем уменьшение площади пленки привело бы к ослаблению резонансного сигнала и к еще большему увеличению погрешности. Таким образом, для данного типа измерений искажения характеристик сигнала, рассмотренные в теоретической части работы, не оказывают существенного влияния на точность определения параметров. На рис. 4 приведена типичная частотно-полевая зависимость, имеющая немонотонный участок с минимумом. По координатам минимума были определены пара-

метры $H_u \approx 16,25$ кЭ и $4\pi M_0 \approx 4,41$ кГс. Их значения близки к тем, которые имеют объемные кристаллы бариевого феррита.

Заключение

Характеристики резонансного поглощения электромагнитного поля пленочными ферритами зависят как от свойств самого феррита, так и от условий реализации резонанса. В волноводном методе возбуждения ФМР возникают два вида искажений характеристик — смещение резонансной частоты и уширение резонансной кривой. Существенное влияние на величину искажений оказывает подложка и размеры пленки. Оба фактора могут привести к многократному уширению резонансной кривой. Ввиду этого становится важным правильный выбор методик измерений магнитных параметров. Теоретический анализ и экспериментальные исследования показали, что эффективным способом уменьшения паразитных искажений является ограничение размеров пленки на образце. Оптимальными будут такие размеры, которые, с одной стороны, не изменяют ширины резонансной кривой, а с другой, не приводят к увеличению погрешности измерений из-за ослабления регистрируемого сигнала. В проведенных экспериментах необходимое ограничение достигалось путем удаления “лишней” пленки с поверхности образцов, так что для измерений на образцах оставались маленькие пленочные диски. Оптимальными для измерения ширины линии ФМР были диски диаметром 0,5 мм.

Более простыми являются экспериментальные измерения, проводимые при определении намагниченности насыщения и поля одноосной магнитной анизотропии. В этих измерениях фиксируется

резонансная частота и напряженность намагничивающего поля. По частотно-полевой зависимости находятся оба параметра. Анализ волноводного метода показал, что присущее методу смещение резонансной частоты слабо влияет на точность определения параметров. Поэтому нет необходимости в ограничении размеров пленки.

В целом, проведенные исследования подтвердили перспективность использования пленок гексаферрита бария для построения электронных устройств миллиметрового диапазона. Однако при реализации устройств на основе резонансных свойств пленок необходимо учитывать явления, аналогичные рассмотренным в данной работе. Эти явления ухудшают характеристики частотоизбирательных устройств, что выдвигает дополнительные требования как к параметрам пленок, так и к конструкции частотозадающих элементов.

Литература

1. Яковлев Ю.М., Генделев С.Ш. Монокристаллы ферритов в радиоэлектронике. М.: Сов. Радио, 1975, 324 с.
2. Glass H.L. IEEE Transactions on Magnetics, 1988, v. MAG-76, no. 2, p. 151 – 158.
3. Lebedev S.V., Patton C.E., Wittenauer M.A. et al. J. Appl. Phys, 2002, v. 91. no. 7. p. 4426 – 4431.
4. Tanasolu C., Florescu V., Rosenberg M. Mut. Res. Bull. 1971. v. 6 – 8, p. 1257 – 1260.
5. Гуревич А.Г., Мелков Г.А. Магнитные колебания и волны. М.: Наука, 1994, 464 с.
6. Зависляк И.В., Костенко В.И., Чамор Т.Г. и др. ЖТФ, 2005, т. 75. №4. с. 128 – 130.
7. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. М.: Мир, 1976, т. 2, 504 с.

Бондаренко Геннадий Германович — НИИ перспективных материалов и технологий Московского государственного института электроники и математики (Технического университета), доктор физико-математических наук, профессор, заместитель директора НИИ ПМТ МГИЭМ (ТУ). Специалист в области физики конденсированного состояния.

Шагаев Владимир Васильевич — Московский Государственный технический университет им. Н.Э.Баумана (Калужский филиал), кандидат физико-математических наук, доцент. Специалист в области материалов электронной техники.