

УДК 538.62, 548:537.611.46

*В.А. ЖУРАВЛЕВ<sup>1</sup>, В.И. ИТИН<sup>2</sup>, Р.В. МИНИН<sup>2</sup>, Ю.М. ЛОПУШНЯК<sup>1</sup>, Д.А. ВЕЛИКАНОВ<sup>3</sup>***МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА И СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
СИНТЕЗИРОВАННЫХ МЕТОДОМ ЗОЛЬ-ГЕЛЬ-ГОРЕНИЯ ГЕКСАФЕРРИТОВ  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  \***

Исследованы фазовый состав, параметры структуры и основные магнитные характеристики гексаферритов  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ , полученных методом золь-гель-горения с последующим отжигом при температуре 850 °С в течение 6 ч. Проведен анализ влияния вида органического топлива на свойства синтезированных материалов. Определены величины намагниченности насыщения и поля анизотропии. Величины полей анизотропии и намагниченности насыщения зависят от вида органического топлива. Показано, что синтезированные с использованием лимонной кислоты в качестве горючего порошки имеют наибольшие размеры частиц и величины намагниченности насыщения.

**Ключевые слова:** метод золь-гель-горения, наноструктурные гексаферриты, кривая намагничивания, намагниченность насыщения, ферромагнитный резонанс, магнитокристаллическая анизотропия.

Оксидные ферримагнетики с гексагональной кристаллической структурой (гексаферриты) широко используются в различных областях современной техники. Согласно [1], в настоящее время наблюдается экспоненциальный рост числа публикаций, посвященных исследованию физических свойств и различным аспектам применений гексаферритов. Уникальность свойств гексаферритов обусловлена большими величинами полей магнитокристаллической анизотропии (МКА) и намагниченности насыщения [2]. В последнее время предложены новые энергосберегающие способы получения наноструктурных гексагональных оксидных ферримагнетиков, такие, как самораспространяющийся высокотемпературный синтез (СВС), механохимический метод синтеза из солевых систем, золь-гель-метод и другие [1].

В данной работе для получения наноструктурных порошков гексаферрита бария М-типа состава  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  (Ba-M) применен метод золь-гель-горения. Исследовано влияние вида органического топлива на структурные и морфологические характеристики порошков и их магнитные свойства. В качестве реагентов применяли водные растворы бария азотнокислого  $\text{Ba}(\text{NO}_3)_2$  и железа азотнокислого 9-водного  $\text{Fe}(\text{NO}_3)_3 \cdot 9\text{H}_2\text{O}$  с концентрацией 1 М, а в качестве органического топлива использовали водные растворы карбамида  $\text{CO}(\text{NH}_2)_2$  (образец № 1), сахарозы  $\text{C}_{12}\text{H}_{22}\text{O}_{11}$  (образец № 2), глицина  $\text{C}_2\text{H}_5\text{NO}_2$  (образец № 3) и лимонной кислоты  $\text{C}_6\text{H}_8\text{O}_7$  (образец № 4) также с концентрацией 1 М.

Окончательное формирование наночастиц гексаферрита Ba-M после процесса золь-гель-горения проводили путем отжига полученных порошков при 850 °С в течение 6 ч. Подробное описание методики получения наноструктурных порошков Ba-M по данной методике приведено в [3].

Рентгенофазовый и рентгеноструктурный анализы (РФА и РСА) образцов были проведены на поликристалльном дифрактометре RIGAKU ULTIMA 4 с помощью программы полнопрофильного анализа фирмы «Rigaku» и программы Powder Cell 2.4. На основе анализа физического уширения дифракционных линий по формуле Шеррера вычислены размеры областей когерентного рассеяния (ОКР). Они обычно используются для оценки размеров наночастиц. Согласно табл. 1, где представлены результаты РФА и РСА, наряду с целевой фазой  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$  образцы содержат примесную фазу гематита  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  и следы фазы магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ .

Образец № 1, изготовленный с использованием карбамида  $\text{CO}(\text{NH}_2)_2$ , содержит наименьшее количество целевой фазы ( $\approx 77\%$ ). У остальных образцов содержание фазы Ba-M превышает 92%. Синтезированные материалы имеют близкие по величине постоянные решетки  $a$  и  $c$  целевой и примесных фаз соответственно. Полученные значения постоянных решеток близки к известным из работы [2].

\* Часть работы, связанная с синтезом материалов, выполнена в рамках госзадания ФАНО России (Проект V.44.3.4, № АААА-А17-117070420014-9). Часть работы, связанная с измерением магнитных и структурных параметров материалов, выполнена в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ среди ведущих мировых научно-образовательных центров и частично финансировалась грантом РФФИ № 16-03-00256.

Из последней колонки табл. 1 видно, что оцененные по ОКР размеры наночастиц синтезированного с применением лимонной кислоты гексаферрита Ва-М (образец № 4) больше, чем размеры частиц, полученных с другими видами горючего.

Таблица 1  
Результаты РФА и РСА образцов после золь-гель-горения и термической обработки при 850 °С в течение 6 ч

Фаза	Содержание фаз, мас. %	Постоянная решетки, Å		ОКР, нм
		<i>a</i>	<i>c</i>	
Образец № 1				
BaFe <sub>12</sub> O <sub>19</sub>	76.8	5.9035	23.3130	60
α-Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	23.2	5.0508	13.7837	69
Образец № 2				
BaFe <sub>12</sub> O <sub>19</sub>	94.0	5.9157	23.3269	45
α-Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	5	5.0563	13.8061	62
Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	1.0	8.4667	—	30
Образец № 3				
BaFe <sub>12</sub> O <sub>19</sub>	94.1	5.9050	23.3130	61
α-Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	4.0	5.0478	13.7865	56
Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	1.9	8.3818	—	24
Образец № 4				
BaFe <sub>12</sub> O <sub>19</sub>	92.2	5.9170	23.3302	83
α-Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	7.8	5.1216	13.7035	24

Кривые намагничивания полученных наноструктурных порошков были исследованы с помощью вибрационного магнитометра, описанного в работе [4], в диапазоне намагничивающих полей ± 20 кЭ при двух температурах: 80 и 295 К. Измерения были проведены на образцах сферической формы диаметром ≈ 1.8 мм. Сферы изготовлены из композитов на основе эпоксидной смолы с содержанием 60 мас. % синтезированных порошков. Полученные петли гистерезиса представлены на рис. 1. Из рисунка видно, что образец № 1 с наименьшим содержанием фазы Ва-М и с наибольшим содержанием гематита, являющегося слабым ферромагнетиком выше температуры Мюринга  $T_M \approx 250$  К [5], имеет меньшую величину удельной намагниченности, чем остальные образцы. Наибольшую величину намагниченности имеет образец № 4. Кривые намагничивания в полях до 20 кЭ не достигают насыщения. Это говорит о том, что в процессах намагничивания полученных наноструктурированных образцов заметную роль может играть так называемый процесс истинного намагничивания, или парапроцесс. Причины для его появления в наноструктурных порошках гексаферритов следующие: а) наличие в синтезированных образцах наночастиц малых размеров, находящихся в суперпарамагнитном состоянии; б) упорядочение спиновых магнитных моментов с фрустрированными обменными связями в дефектном поверхностном слое наночастиц при приложении магнитного поля.

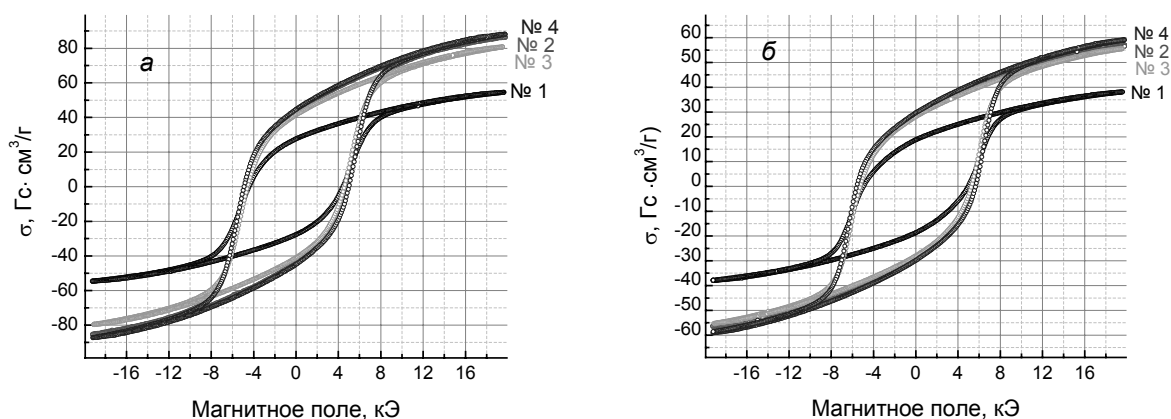


Рис. 1. Петли гистерезиса образцов при температуре 80 К (а) и 295 К (б)

Основные характеристики петель гистерезиса представлены в табл. 2. Во второй колонке приведены значения остаточной удельной намагниченности  $\sigma_r$ , определяемые в точках пересечения зависимостей  $\sigma(H)$  с осью ординат при  $H \rightarrow \pm 0$ .

Таблица 2

## Основные характеристики петель гистерезиса

№ образца	$\sigma_r$ , Гс·см <sup>3</sup> /г	$\sigma_{20 \text{ кЭ}}$ , Гс·см <sup>3</sup> /г	$\sigma_r/\sigma_{20 \text{ кЭ}}$ , отн. ед.	$H_c$ , кЭ	$\sigma_S$ , Гс·см <sup>3</sup> /г	$\chi_{\text{пара}} \cdot 10^3$ , см <sup>3</sup> /г
80 К						
1	27.7	54.6	0.51	4.43	–	–
2	43.9	85.9	0.51	4.87	–	–
3	41.3	80.2	0.52	4.57	–	–
4	44.7	87.6	0.51	4.96	–	–
295 К						
1	18.7	38	0.49	4.96	37.5	0.133
2	28.5	56.6	0.5	5.49	57.2	0.115
3	28.1	55.4	0.51	5.27	56.2	0.125
4	29.8	59	0.5	5.63	59.5	0.125

Величина удельной намагниченности насыщения  $\sigma_{20 \text{ кЭ}}$  оценена при максимальном магнитном поле  $H = 20$  кЭ. Представленные в табл. 2 отношения  $\sigma_r/\sigma_{20 \text{ кЭ}}$  близки к 0.5. Согласно [6], эта величина характерна для процессов намагничивания хаотически ориентированных однодоменных частиц одноосных магнетиков с магнитным упорядочением типа ось легкого намагничивания (ОЛН), к которым относятся гексаферриты Ва-М. Из табл. 2 видно, что с увеличением температуры коэрцитивная сила возрастает. Это говорит о росте величины поля анизотропии  $H_{a1} = 2k_1/M_S$  исследованных материалов в интервале температур от 80 до 295 К. Здесь  $k_1$  – эффективная константа анизотропии,  $M_S$  – намагниченность насыщения единицы объема. Действительно, в [2] показано, что в указанном выше диапазоне температур намагниченность насыщения массивного образца гексаферрита Ва-М с ростом температуры убывает быстрее величины константы анизотропии  $k_1$ , т.е. поле анизотропии  $H_{a1}$  увеличивается.

Результаты сравнения экспериментальных кривых намагничивания с расчетными при температуре 295 К представлены на рис. 2. Левая панель – образец № 1, правая – образец № 4. Точки – экспериментальные данные для участков размагничивания петель гистерезиса от  $\pm 20$  до  $\pm 0$  кЭ.

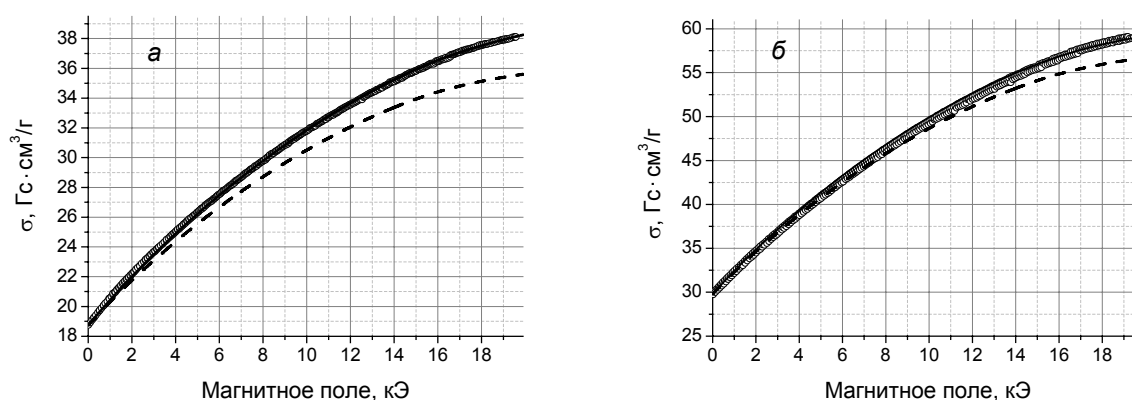


Рис. 2. Зависимости  $\sigma(H)$  на участках размагничивания: точки – эксперимент, линии – расчет; а – образец № 1; б – образец № 4; пунктирная кривая (численный расчет) описывает полевую зависимость вклада от процессов вращения вектора намагниченности  $\sigma_{\text{calc}}(H)$  в  $\sigma(H)$ , сплошная кривая – зависимость  $\sigma(H)$  с учетом парапроцесса

Участки петель гистерезиса при отрицательных намагничивающих полях инвертированы для удобства сравнения из третьего квадранта (см. рис. 1) в первый. Пунктирные кривые – расчетные кривые  $\sigma_{\text{calc}}(H)$ , полученные по описанной в Приложении 1 методике. Величины полей анизотропии  $H_{a1}$  для расчета кривых намагничивания взяты из измерений параметров линий ферромагнитного резонанса (табл. 3).

Расчетные кривые на рис. 2 строили следующим образом. Теоретические, нормированные на единицу, кривые намагничивания умножали на величину  $\sigma_S$ , которую выбирали из условия совпадения теоретической кривой при  $H = 0$  с экспериментальной величиной удельной остаточной намагниченности  $\sigma_r$ . Полученные таким образом значения  $\sigma_S$  приведены в шестой колонке табл. 2. Видно, что они близки к величинам  $\sigma_{20 \text{ кЭ}}$ . Согласно рис. 2, с увеличением намагничивающего поля наблюдается заметное расхождение расчетных и экспериментальных кривых. Как было отмечено выше, причиной такого расхождения может быть влияние парапроцесса. Вклад от восприимчивости парапроцесса ( $\chi_{\text{para}}$ ) в зависимость  $\sigma(H)$  был оценен по формуле

$$\sigma(H) = \sigma_{\text{calc}}(H) + \chi_{\text{para}} H. \quad (1)$$

Полученные значения восприимчивости  $\chi_{\text{para}}$  представлены в последней колонке табл. 2, а приведенные на рис. 2 расчетные зависимости (сплошные кривые) практически совпадают с экспериментальными данными.

Таблица 3

## Измеренные методом ФМР параметры материалов

№ образца	$M_S$ , Гс	$\gamma/2\pi$ , ГГц/кЭ	$H_{a1}$ , кЭ	$\alpha$
1	198.0	$2.80 \pm 0.02$	$15.6 \pm 0.1$	$0.07 \pm 0.01$
2	302.0	$2.80 \pm 0.02$	$15.0 \pm 0.1$	$0.07 \pm 0.01$
3	296.7	$2.80 \pm 0.02$	$15.8 \pm 0.1$	$0.10 \pm 0.01$
4	314.2	$2.80 \pm 0.02$	$15.4 \pm 0.1$	$0.07 \pm 0.01$

Исследование спектров ферромагнитного резонанса (ФМР) порошковых и поликристаллических оксидных ферритов с гексагональной кристаллической структурой дает возможность определить из эксперимента ряд важных для практических применений магнитных параметров этих материалов. Это величины и знак полей магнитокристаллической анизотропии вдоль гексагональной оси ( $H_{a1}$ ) и в базисной плоскости ( $H_b$ ) и величины эффективного магнитомеханического отношения  $\gamma = ge/2mc$ , где  $g$  – эффективный  $g$ -фактор исследуемого материала,  $e$  – заряд,  $m$  – масса электрона,  $c$  – скорость света. Методика определения этих параметров из опытов по ФМР описана в Приложении 2.

Измерения спектров ФМР проводили по стандартной волноводной методике «на проход» в диапазоне частот 37–53 ГГц. Для исследования ФМР порошки исследованных образцов помещали в тонкостенные кварцевые трубки с внутренним диаметром 0.7 мм и длиной 10 мм. Плотность порошковых образцов была приблизительно одинаковой и составляла  $\approx 2.5 \text{ г/см}^3$ . Трубки помещали в прямоугольный волновод параллельно широкой стенке волновода, чтобы переменное магнитное поле было ориентировано вдоль оси образца. Постоянное намагничивающее поле направлено перпендикулярно широкой стенке волновода.

Экспериментальные кривые ФМР представлены точками на рис. 3, а рассчитанные в приближении независимых зерен мнимые части диагональной компоненты тензора магнитной проницаемости образцов № 1 – 4 изображены линиями. Частота измерений 53 ГГц. Экспериментальные кривые нормированы на теоретические.

В доступном нам диапазоне намагничивающих полей экспериментально наблюдался только один максимум в поле, близком к  $H_{||}$  (см. формулу (П.4)), соответствующем направлению легкого намагничивания. Поэтому из эксперимента оценивали только величины поля анизотропии  $H_{a1}$  и эффективного магнитомеханического отношения  $\gamma$ . Величины намагниченности насыщения единицы объема  $M_S$ , необходимые для расчета компонент тензора магнитной проницаемости, вычисляли по формуле  $M_S = \sigma_S \rho$ . Здесь  $\rho = 5.28 \text{ г/см}^3$  – рентгеновская плотность гексаферрита Ва-М [2]. Величины магнитомеханических отношений, полей анизотропии и постоянных затухания в уравнении Ландау – Лифшица – Гильберта представлены в табл. 3.

Согласно таблице, измеренные величины магнитомеханических отношений образцов в пределах погрешности эксперимента совпадают с магнитомеханическим отношением для спина свободного электрона. Величина эффективного поля анизотропии образцов зависит от вида органического топлива. Она заметно меньше приведенных в литературе данных ( $H_{a1} \approx 17 \text{ кЭ}$ ) для массивных образцов гексаферрита Ва-М [1, 2]. Возможная причина этого – влияние вклада в  $H_{a1}$  анизотропии формы частиц [3] и вклада от магнитной анизотропии дефектного поверхностного слоя наночастиц [7].

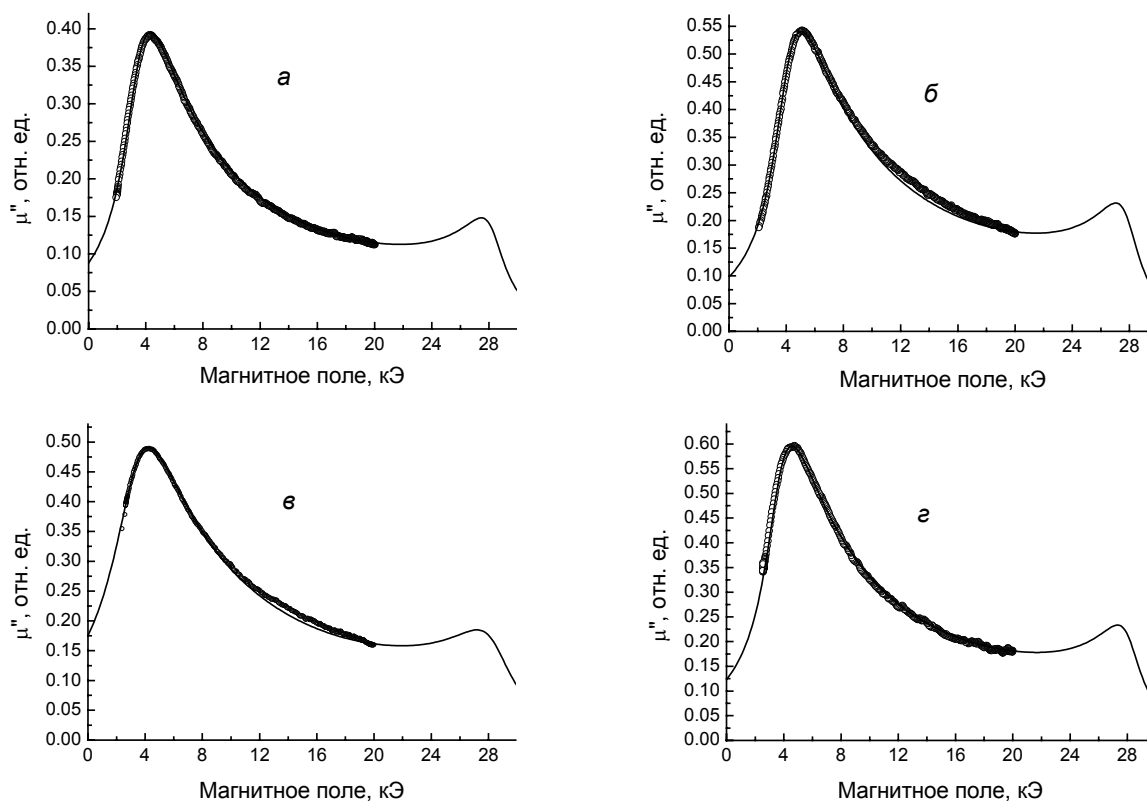


Рис. 3. Экспериментальные (точки) и расчетные (линии) кривые ФМР образцов: № 1 (а), № 2 (б), № 3 (в), № 4 (з). Частота 53 ГГц

Таким образом, проведенные исследования влияния вида органического топлива на структурные характеристики и магнитные свойства синтезированных методом золь-гель-горения нанопорошков гексаферрита Ва-М показали:

- образцы, приготовленные с использованием карбамида, имеют худшие магнитные и структурные характеристики как по фазовому составу, так и по величине намагниченности насыщения;
- образцы, приготовленные с использованием лимонной кислоты, имеют наибольшие размеры частиц по данным ОКР и наибольшую величину намагниченности насыщения;
- заметный вклад в кривые намагничивания дает парапроцесс;
- величина эффективного поля магнитной анизотропии зависит от вида органического горючего.

## ПРИЛОЖЕНИЕ 1

### Расчет кривой намагничивания хаотически ориентированных эллипсоидальных частиц с одноосной анизотропией

Будем считать, что образец состоит из хаотически ориентированных одинаковых частиц с одноосной анизотропией типа ОЛН. Положим, что частицы представляют собой эллипсоиды вращения, причем ось вращения совпадает с гексагональной осью  $c$ . Плотность магнитной части свободной энергии ( $U$ ) состоит из вкладов от зеемановской энергии ( $U_{Zee}$ ), энергии размагничивающих полей частицы ( $U_M$ ) и энергии магнитокристаллической анизотропии ( $U_{MKA}$ ). В сферической системе координат, ось  $z$  которой совпадает с гексагональной осью  $c$ , плотность свободной энергии запишется как

$$\begin{aligned}
 U &= U_{Zee} + U_M + U_{MKA} = \\
 &= -M_S H (\sin \Theta \sin \vartheta \cos(\Phi - \varphi) + \cos \Theta \cos \vartheta) + \left[ 2\pi M_S^2 (N_{\perp} - N_{\parallel}) + k_1^{MKA} \right] \sin^2 \vartheta.
 \end{aligned}
 \tag{П.1}$$

Здесь  $M_S$  – намагниченность насыщения единицы объема;  $H$  – внешнее намагничивающее поле;  $N_{\perp}, N_{\parallel}$  – поперечный и продольный размагничивающие факторы эллипсоида, причем  $2N_{\perp} + N_{\parallel} = 1$ ;  $k_1^{\text{МКА}}$  – константа одноосной магнитокристаллической анизотропии (МКА);  $\Theta, \Phi$  – полярный и азимутальный углы намагничивающего поля;  $\vartheta, \varphi$  – углы вектора намагниченности. Для расчета кривой намагничивания необходимо сначала решить задачу на определение равновесной ориентации вектора намагниченности: найти равновесные углы  $\vartheta_0, \varphi_0$  при заданной величине ( $H$ ) и направлении ( $\Theta, \Phi$ ) намагничивающего поля. Эта задача решается путем нахождения минимума полной энергии  $U$ . Поскольку задача имеет цилиндрическую симметрию, то  $\varphi_0 = \Phi$ , т.е. векторы  $\mathbf{M}$  и  $\mathbf{H}$  компланарны. Для нахождения равновесного угла  $\vartheta_0$  имеем трансцендентное уравнение

$$H \sin(\vartheta_0 - \Theta) + 0.5H_{a1} \sin(2\vartheta_0) = 0. \quad (\text{П.2})$$

Здесь  $H_{a1} = 2k_1 / M_S = 2[k_1^{\text{МКА}} + 2\pi M_S^2(N_{\perp} - N_{\parallel})] / M_S$ , где  $k_1$  – константа эффективной анизотропии, включающая в себя вклады от МКА и анизотропии формы частицы. После численного расчета зависимости  $\vartheta_0 = f(H, \Theta, H_{a1})$  можно вычислить проекцию вектора намагниченности отдельного зерна на направление магнитного поля  $M_H(H, \Theta) = M_S \cos(\Theta - \vartheta_0)$  и затем просуммировать по всем зернам. Естественно, что суммирование может быть заменено интегрированием. Наиболее просто эта задача может быть решена для кривых размагничивания, приведенных на рис. 2. В этом случае векторы намагниченности всех зерен и намагничивающее поле находятся в верхней полуплоскости, а углы  $\Theta, \vartheta_0$  меняются в пределах от 0 до  $\pi/2$ . Расчет кривой намагничивания порошкового образца проводился по формуле

$$M_H(H) = \int_0^{\pi/2} M_H(H, \Theta) \sin(\Theta) d\Theta. \quad (\text{П.3})$$

Результаты расчета кривых намагничивания по этой методике в относительных единицах ( $M_H(H) / M_S$ ) приведены на рис. П1 для нескольких значений величин полей анизотропии.

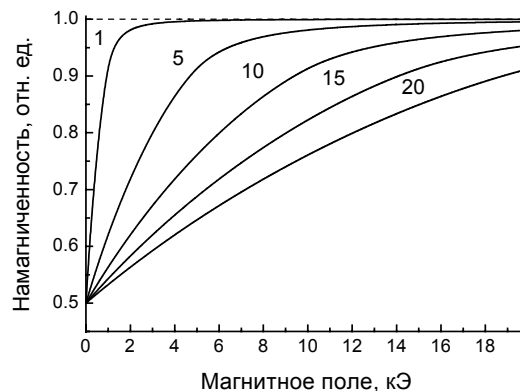


Рис. П1. Кривые намагничивания, рассчитанные для разных величин полей анизотропии. Цифры у кривых – величины полей анизотропии  $H_{a1}$  в кЭ

## ПРИЛОЖЕНИЕ 2

### Определение величин полей анизотропии одноосных материалов с ОЛН на поликристаллических и порошковых образцах из опытов по ФМР

Для порошковых и поликристаллических гексаферритов с большой величиной поля МКА хорошо выполняется приближение независимых (или невзаимодействующих) зерен. Основы теории ФМР в таких материалах были заложены Э. Шлеманном [8, 9]. В работе [10] эта теория обобщена на случай сред с анизотропным магнитомеханическим отношением  $\gamma$ . Недостатком методов расчетов работ [8–10] является невозможность рассчитать резонансную кривую ФМР одноосных мате-

риалов с ОЛН на частотах, меньших, чем частота естественного ферромагнитного резонанса (ЕФМР):  $\omega_{\text{ЕФМР}} = \gamma H_{a1}$ . Этот недостаток был преодолен в [11], где предложена методика расчета компонент тензора магнитной проницаемости одноосных однодоменных поликристаллических и порошковых материалов для произвольных частот. В работах [8–11] показано, что на кривых ФМР (или полевых зависимостях мнимых частей компонент тензора магнитной проницаемости) имеются две особенности: максимумы и (или) ступеньки. Особенности на кривых ФМР наблюдаются вблизи величин намагничивающих полей  $H_{\parallel}$  и  $H_{\perp}$ , соответствующих стационарным направлениям на угловой зависимости резонансного поля монокристаллического зерна. Величины резонансных полей (частот) определяются формулами [10–12]

$$\omega_{\parallel} = \gamma [H_{\parallel} + H_{a1}], \quad \omega_{\perp} = \gamma [H_{\perp} (H_{\perp} - H_{\Theta})]^{1/2}, \quad \omega_3 = \gamma [H_{a1}^2 - H^2]^{1/2}. \quad (\text{П.4})$$

Здесь  $\omega_{\parallel}$  и  $\omega_{\perp}$  – резонансные частоты для направлений вдоль гексагональной оси  $c$  кристаллической решетки ( $\Theta = 0$ ) и в базисной плоскости ( $\Theta = \pi/2$ ) соответственно. Резонанс с частотой  $\omega_3$  наблюдается на частотах ниже  $\omega_{\text{ЕФМР}}$ , когда резонанс с частотой  $\omega_{\parallel}$  не существует. Формулы (П.4) записаны в предположении, что константами МКА высших порядков можно пренебречь по сравнению с  $k_1^{\text{МКА}}$ . В этом случае величина поля анизотропии в базисной плоскости  $H_{\Theta} = H_{a1}$ . Рассчитанные по формулам (П.4) полевые зависимости резонансных частот для величин  $\gamma = 2.8$  ГГц/кЭ и  $H_{a1} = 10$  кЭ приведены на рис. П2. Пунктирными линиями на рис. П2 отмечены частоты, для которых проведен расчет резонансных кривых поликристалла, приведенных на рис. П3. Цифры у кривых – значения частоты в ГГц. Вертикальные отрезки на рис. П3 – значения полей, вычисленные по формулам (П.4) для соответствующих направлений.

Интенсивность резонансного пика на частоте  $10^{-3}$  ГГц уменьшена в 100 раз. Фактически она представляет собой скачок мнимой части проницаемости в точке перемагничивания (вектор намагничивания при этом ориентируется в плоскость трудного намагничивания).

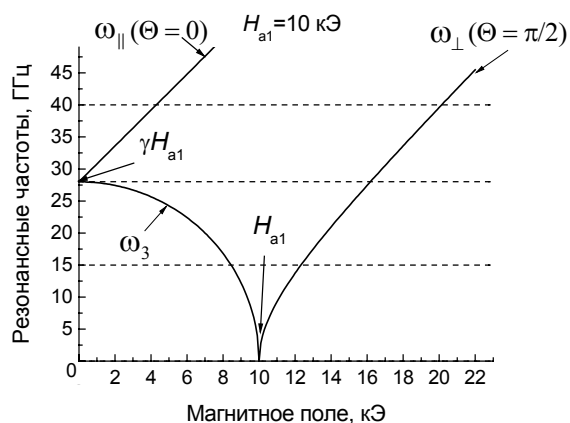


Рис. П2. Полевые зависимости ветвей спектра резонансных частот материала с ОЛН для направлений: легкого  $\omega_{\parallel}$  ( $\Theta = 0$ ) и трудного  $\omega_{\perp}$  ( $\Theta = \pi/2$ ) намагничивания и частота  $\omega_3$

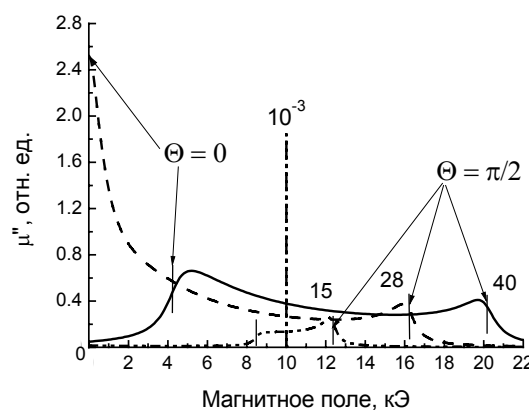


Рис. П3. Резонансные кривые поликристалла, рассчитанные для параметров  $H_{a1} = 10$  кЭ,  $M_S = 0.3$  кГс, постоянная затухания  $\alpha = 0.05$ . Цифры у кривых – значения частоты в ГГц

Из рис. П3 можно сделать следующие выводы по методике определения полей анизотропии из опытов по ФМР:

1. Исследования спектров ФМР лучше проводить на частотах  $\omega > \gamma H_{a1}$ , поскольку в этом случае мнимая часть магнитной проницаемости больше, чем при  $\omega < \gamma H_{a1}$ .
2. Обработку экспериментальных спектров ФМР следует проводить в два этапа. На первом этапе строятся частотные зависимости резонансных полей для направлений легкого и трудного намагничивания. Далее методом наименьших квадратов по формулам (П.4) для  $\omega_{\parallel}$  и  $\omega_{\perp}$  определяются оценочные значения магнитомеханического отношения  $\gamma$  и полей анизотропии  $H_{a1}$ ,  $H_{\Theta}$ . На втором этапе, путем детального сопоставления формы экспери-

ментальных и расчетных резонансных кривых на разных частотах, находятся уточненные значения этих параметров.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pullar R. C. // Prog. Mater. Sci. – 2012. – V. 57. – P. 1191–1334.
2. Смит Дж., Вейн Х. Ферриты. – М.: ИЛ, 1958. – 504 с.
3. Найден Е.П., Журавлев В.А., Минин Р.В. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2015. – Т. 58. – № 1. – С. 112–118.
4. Великанов Д. А. // Вестник СибГАУ. – 2014. – № 1 (53). – С. 147–154.
5. Morin F. J. // Phys. Rev. – 1950. – V. 78. – No. 6. – P. 819–820.
6. Stoner E. C. and Wohlfart E. P. // IEEE Trans. Magn. – 1991. – V. 27. – No. 4. – P. 3475–3518.
7. Губин С.П., Кокшаров Ю.А., Хомутов Г.Б., Юрков Г.Ю. // Успехи химии. – 2005. – Т. 74. – С. 539–574.
8. Schlömann E. // J. Phys. Chem. Solids. – 1958. – V. 6. – P. 257–266.
9. Schlömann E. and Jones R. V. // J. Appl. Phys. – 1959. – V. 30. – P. S177–S178.
10. Журавлев В. А. // ФТТ. – 1999. – Т. 41. – № 6. – С. 1050–1053.
11. Журавлев В. А., Мещеряков В. А. // Изв. вузов. Физика. – 2013. – Т. 56. – № 12. – С. 62–69.
12. Найден Е.П., Журавлев В.А., Итин В.И. и др. // Изв. вузов. Физика. – 2012. – Т. 55. – № 8. – С. 13–19.

<sup>1</sup> Национальный исследовательский Томский государственный университет,  
г. Томск, Россия

Поступила в редакцию 14.07.17.

<sup>2</sup> Отдел структурной макрокинетики Томского научного центра СО РАН,  
г. Томск, Россия

<sup>3</sup> Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, г. Красноярск, Россия

**Журавлев** Виктор Алексеевич, к.ф.-м.н., доцент, e-mail: ptica@mail.tsu.ru;

**Итин** Воля Исаевич, к.ф.-м.н., ведущ. науч. сотр., e-mail: waserman@yandex.ru;

**Минин** Роман Владимирович, к.т.н., науч. сотр., e-mail: waserman@yandex.ru;

**Лопушняк** Юрий Михайлович, НОЦ ТГУ, инженер, e-mail: lum83@mail.ru;

**Великанов** Дмитрий Анатольевич, к.ф.-м.н., ст. науч. сотр., e-mail: dpona1@gmail.com.