

## ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ И МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ НАНОЧАСТИЦ ИТТРИЕВОГО ФЕРРИТА-ГРАНАТА

© 2023 г. Т. Ю. Киселева<sup>1,\*</sup>, В. С. Русаков<sup>1</sup>, Р. Аббас<sup>2</sup>, Е. В. Лазарева<sup>1</sup>, П. Ю. Тяпкин<sup>3</sup>, К. Д. Мартинсон<sup>4</sup>, А. С. Комлев<sup>1</sup>, Н. С. Перов<sup>1</sup>, В. И. Попков<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный технологический институт (технический университет), Санкт-Петербург, Россия

<sup>3</sup> Институт химии твердого тела и механохимии СО РАН, Новосибирск, Россия

<sup>4</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

\*E-mail: Kiseleva.tyu@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 10.01.2023 г.

После доработки 10.01.2023 г.

Принята к публикации 18.01.2023 г.

Железосодержащие оксиды являются важнейшим классом функциональных материалов и находят самое разнообразное применение. Одним из перспективных является использование их в биомедицинских технологиях в качестве компонентов систем визуализации, доставки лекарств, магнитной гипертермии и т.д. Представлены результаты экспериментального исследования нанокристаллических частиц граната  $Y_3Fe_5O_{12}$ , полученных методом глицин-нитратного горения с последующей термической обработкой. Приводятся результаты исследования эволюции кристаллической и магнитной структуры наночастиц  $Y_3Fe_5O_{12}$  в зависимости от температуры синтеза. Комплексное исследование проводилось методами рентгеновской дифрактометрии, сканирующей электронной микроскопии и мессбауэровской спектроскопии. Выявлена взаимосвязь размера наночастиц  $Y_3Fe_5O_{12}$  и совершенства их кристаллической структуры с наблюдаемыми магнитными характеристиками.

DOI: 10.31857/S0023476123700182, EDN: XCVXGZ

### ВВЕДЕНИЕ

Феррит иттрия  $Y_3Fe_5O_{12}$  со структурой граната (YIG) хорошо известен как весьма привлекательный материал для практического применения в СВЧ-технике, фазовращателях, спинтронике и др. [1–6]. Возможность практического применения феррит-гранатов обусловлена рядом эффектов, проявляющихся в магнитных, электрических, оптических, электромагнитных и магнитооптических свойствах. Интересным и практически важным эффектом в малых частицах YIG является магнитотермический эффект, обуславливающий возможность их применения в биомедицинских технологиях [9–12]. Особенности функционального поведения малых частиц ферритов-гранатов также используют в полимерных композитных материалах [6, 14].

Согласно кристаллографическим представлениям [15] YIG относится к пр. гр.  $Ia\bar{3}d$ . В кубической элементарной ячейке YIG восемь формульных единиц. Атомы трехвалентного железа зани-

мают позиции  $24d$  и  $16a$ . Они окружены атомами кислорода ( $96h$ ) с тетраэдрической ( $d$ -позиции) и октаэдрической ( $a$ -позиции) структурой. Структура YIG имеет три типа кислородных полиэдров: тетраэдры  $[FeO_4]$  и октаэдры  $[FeO_6]$  попеременно соединяются общими углами и имеют общие ребра с додекаэдрами  $[YO_6]$ , образуя трехмерный каркас. Катионы железа(III) обычно занимают тетраэдрические и октаэдрические позиции в соотношении 3:2. Несовершенства и искажения решетки, например дефицит анионов кислорода или катионов металлов, могут приводить к понижению симметрии элементарной ячейки от кубической до ромбоэдрической. Ферримагнетизм YIG возникает из-за антиферромагнитной связи между двумя магнитными подрешетками катионов  $Fe^{3+}$ , расположенными в тетраэдрических и октаэдрических позициях. Сильное суперобменное  $a-d$ -взаимодействие приводит к антипараллельной намагниченности подрешеток  $M_a$  и  $M_d$ . Однако магнитные свойства YIG очень чувствительны к изменениям локального магнитного и

структурного окружения узлов решетки [16]. Распределение катионов может быть основной причиной изменения намагниченности насыщения YIG непосредственно за счет ферримагнетизма системы или опосредованно через обменное взаимодействие. Уменьшение размеров частиц YIG приводит к появлению размерных эффектов [17, 18]. Критический размер частиц YIG, ниже которого проявляются размерные эффекты, составляет  $\sim 190$  нм.

В [19–21] показано, что синтез химически и фазово-чистых образцов YIG является довольно сложной задачей. Этот процесс зависит от метода и условий проведения синтеза, в частности от температуры. Часто наблюдаемое фазовое расслоение при синтезе и образование даже небольшого количества примесей оксида железа(III)  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> или ортоферрита иттрия YFeO<sub>3</sub> приводят к возникновению нестехиометрии целевой фазы YIG или образованию ее смешанно-валентных и метастабильных состояний [22, 23]. В результате синтеза наблюдается образование продуктов с широкой вариативностью как по составу частиц, так и по их размерам, что ожидаемо приводит к существенному изменению магнитных свойств. В практических приложениях образование дефектов структуры и фазовой неоднородности может существенно повлиять на функциональные характеристики YIG. Дефектообразование в YIG также используют для направленного изменения функциональных свойств. Например, усиление влияния дефектов на поведение YIG в магнитном поле реализуется направленным замещением по позиции редкоземельного элемента и созданием деформации решетки, приводящей к изменению магнитокристаллической анизотропии [24, 25].

Способ и условия получения YIG определяют структуру, морфологию, размеры и однородность распределения по размерам частиц. В настоящее время малые частицы YIG получают разными методами: соосаждением, гидротермальным синтезом, золь-гель-синтезом, импульсным лазерным осаждением и т.д. Одним из методов получения частиц YIG с минимальным количеством примесей других фаз является метод растворного горения, в частности глицин-нитратный синтез, позволяющий прецизионно регулировать соотношение реагентов и добиваться их гомогенного распределения в реакционном растворе. Метод основан на самоподдерживающемся протекании экзотермической реакции в режиме горения между окислителем (нитрат-ионами) и восстановителем (органическим топливом, например глицином). Выбор подходящего органического топлива является критическим параметром [26], поскольку оно отвечает за кинетические и теплофизические параметры протекания процесса, что дает возможность контролировать структурные и морфологические характеристики продукта. Уста-

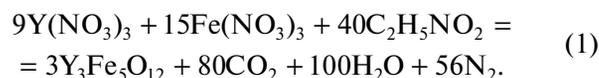
новлено, что наиболее чистые по химическому и фазовому составу наночастицы YIG с контролируемым размером могут быть синтезированы методом растворного горения с использованием в качестве органического топлива глицина (C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>NO<sub>2</sub>).

Экспериментальное исследование реальных наночастиц YIG со сложной магнитной структурой и обменными взаимодействиями весьма эффективно при использовании методов, чувствительных к локальному окружению атомов, кристаллической, электронной и спиновой структуре, размерным эффектам. <sup>57</sup>Fe мессбауэровская  $\gamma$ -резонансная спектроскопия в сочетании с порошковой рентгенодифракцией обеспечивают самосогласованные кристаллические, электронные и магнитные данные, способствующие выявлению особенностей функционального поведения наночастиц YIG в зависимости от совершенства их кристаллической структуры и характеристических размеров.

Предлагаемая работа посвящена изучению эволюции кристаллической и магнитной структуры нанокристаллических частиц YIG, синтезированных методом глицин-нитратного горения с последующей термической обработкой при различных температурах.

## МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

*Синтез образцов.* Исходными реагентами служили гексагидрат нитрата иттрия Y(NO<sub>3</sub>)<sub>3</sub> · 6H<sub>2</sub>O (99.0%), нонагидрат нитрата железа(III) Fe(NO<sub>3</sub>)<sub>3</sub> · 9H<sub>2</sub>O (98.0%) и глицин C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>NO<sub>2</sub> (99.5%). Исходные реагенты растворяли в дистиллированной воде при перемешивании. Полученный раствор нагревали до кипения, что сопровождалось активным испарением воды. После удаления основной части растворителя оставался гелеобразный продукт, который затем самовоспламенялся и стал с образованием пенообразного высокопористого порошка бурого цвета. Химическое уравнение реакции, протекающей при этом процессе, имеет вид



При этом количество глицина, используемое для проведения синтеза, было взято в избытке в соответствии с глицин-нитратным соотношением (G/N), равным 2.0. Затем образцы измельчали и прокаливали на воздухе при температурах от 800 до 1200 °C с шагом 100 °C. Полученные образцы обозначены соответственно YIG 800, YIG 900, YIG 1000, YIG 1100, YIG 1200.

*Методы исследования.* Морфологию полученных образцов исследовали методом сканирующей

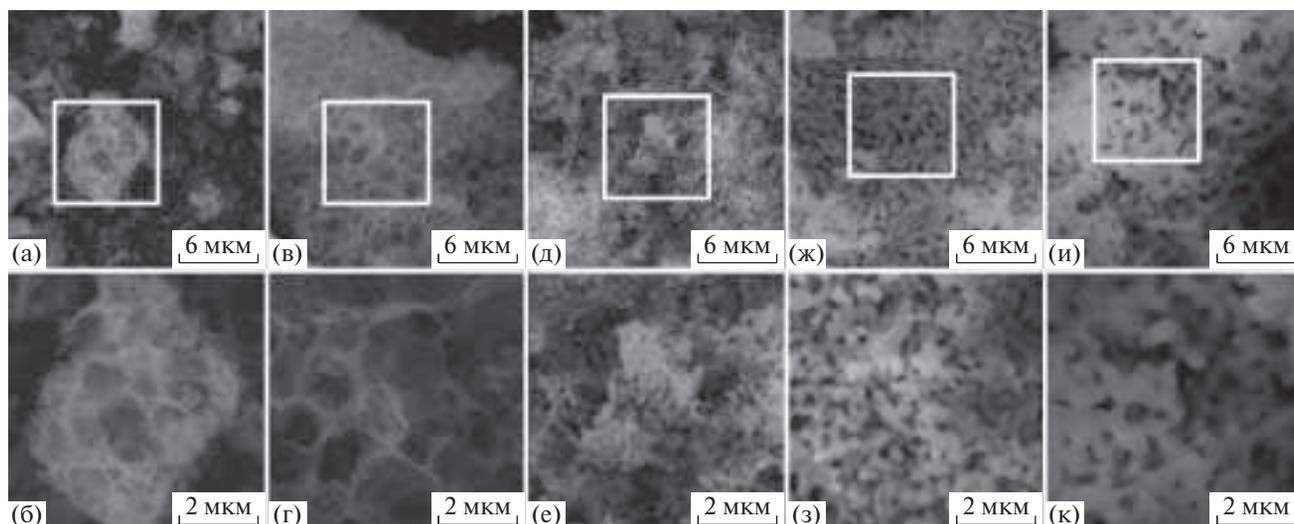


Рис. 1. СЭМ-изображения частиц YIG, синтезированных при 800 (а, б), 900 (в, г), 1000 (д, е), 1100 (ж, з) и 1200°C (и, к).

шей электронной микроскопии (СЭМ) на сканирующем электронном микроскопе Tescan Vega 3.

Рентгеновскую дифрактометрию проводили на дифрактометре Panalytical Empyrean с медным анодом ( $\lambda = 1.54 \text{ \AA}$ , режимы работы  $I = 40 \text{ mA}$ ,  $U = 40 \text{ кВ}$ ). Дифрактограммы образцов регистрировали в геометрии Брэгга–Брентано с шагом  $0.026^\circ$  в диапазоне углов  $5^\circ\text{--}120^\circ$  с использованием Ni-фильтра на дифрагированном пучке и двухкоординатного детектора Pixel3D. Фазовый состав определяли с помощью программы HighScore Plus (PANalytical) и базы данных структур ICSD. Уточнение структурных параметров проводили методом Ритвельда. Распределение частиц по размерам находили путем анализа профиля линии и последующей обработкой полученного распределения с помощью логнормальной функции.

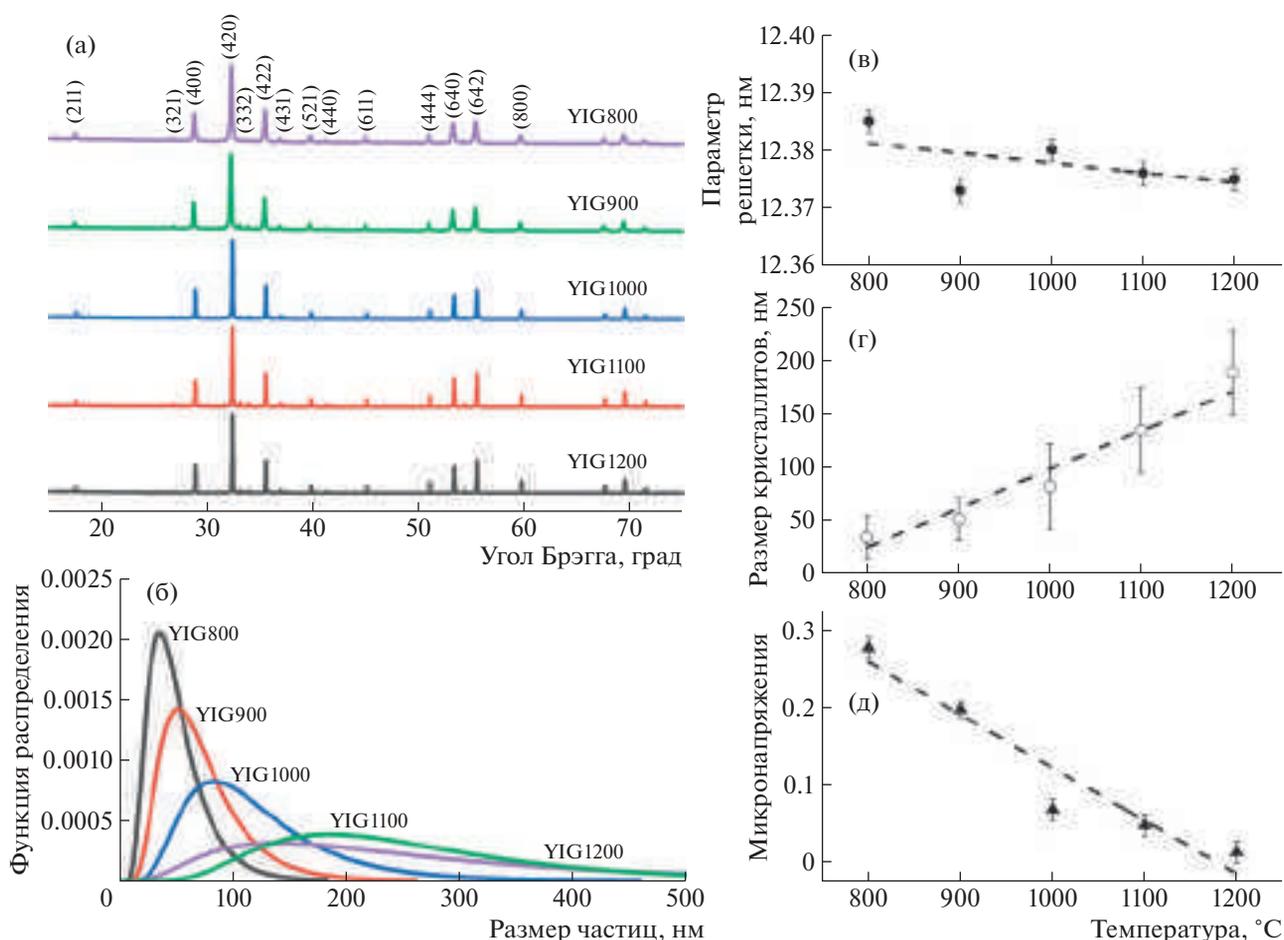
Мессбауэровские спектры получали на мессбауэровском спектрометре MS1104Em, работающем в режиме постоянных ускорений с треугольной формой доплеровской скорости движения источника относительно поглотителя. Спектры регистрировали в геометрии пропускания с использованием изотопа  $^{57}\text{Co}(\text{Rh})$  в качестве источника  $\gamma$ -излучения. Спектрометр калибровали по  $\alpha\text{-Fe}$ . Обработку спектров осуществляли с помощью программы SpectrRelax [27].

Магнитные свойства измеряли на магнетометре VSM7407 LakeShore в полях до 1.6 Т. Магнитный момент  $M$  нормировали на массу образцов, намагниченность насыщения определяли обработкой данных при больших полях  $M(H)$ -кривой.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

По данным СЭМ синтезированные при разных температурах частицы YIG имели близкую к изометрической морфологию и различное распределение по размерам (рис. 1). Анализ изображений показал изменение морфологии образцов от высокопористых агломератов наночастиц (рис. 1а–1г) к менее пористым агрегатам частиц субмикронного размера (рис. 1д–1к). Основной фазой во всех образцах по данным рентгенодифракционного анализа (рис. 2а) был кубический иттрий-железистый гранат  $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$  с пр. гр.  $Ia\bar{3}d$ . Из всей серии образцов только YIG 900 содержал признаки фазовой неоднородности – слабые рефлексы гематита  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  помимо основной фазы граната. Появление этой примеси в образцах может быть связано с нарушением режима термической обработки при синтезе.

Расчитанная постоянная решетки монотонно уменьшалась с температурой отжига от  $a = 12.385 \pm 0.002 \text{ \AA}$  (YIG 800) до  $a = 12.375 \pm 0.002 \text{ \AA}$  (YIG 1200) (рис. 2в). Следовательно, кристаллическая структура YIG с ростом температуры синтеза становилась более плотной. При этом в образцах наблюдались логнормальное распределение кристаллитов YIG по размерам (рис. 2б) и уменьшение величины микронапряжений в решетке (рис. 2д). Максимуму логнормального распределения кристаллитов по размеру соответствовало значение  $D_{\text{max}}$ , равное 35, 50, 83, 137 и 187 нм для образцов YIG 800–YIG 1200 соответственно (рис. 2г). Самое узкое распределение частиц по размерам наблюдалось у образца, синтезированного при 800°C (YIG 800). В образцах, полученных при более высоких температурах (1100 и



**Рис. 2.** Рентгенограммы образцов (а) и распределение кристаллитов по размерам (б), температурные зависимости параметра решетки  $a$  (в), размера кристаллитов  $D_{\max}$  (г), микронапряжений в решетке  $\eta$  (д).

1200 °C), присутствовали кристаллиты размером вплоть до 500 нм.

Профиль мессбауэровских спектров, измеренных при комнатной температуре (рис. 3), типичен для иттрий-железистого граната, но имеет особенности, связанные как с кристаллической и магнитной структурой, так и с размерами синтезированных частиц. Модельную расшифровку спектров проводили на основании известного факта, что ферримагнетизм в YIG в общем случае объясняется существованием двух неэквивалентных магнитных подрешеток, в которых катионы железа находятся в октаэдрических (16) и тетраэдрических (24) окружениях анионов кислорода. Мессбауэровский спектр монокристаллического YIG должен содержать парциальные спектры, соответствующие нескольким октаэдрическим ( $o$ -) и тетраэдрическим ( $t$ -) структурным позициям  $\text{Fe}^{3+}$  в кислородном окружении. Количество парциальных спектров для каждого из окружений определяется заселенностью этих позиций и особенностями формирования сверхтонкого взаимодействия. Известно [28], что в YIG наблюдается

комбинированное сверхтонкое взаимодействие с большой величиной константы квадрупольного взаимодействия как для октаэдрического окружения  $\text{Fe}^{3+}$  ( $e^2qQ = -1.8$ ), так и для тетраэдрического ( $e^2qQ = -2.18$ ). Это, по-видимому, приводит к необходимости привлечения модели полного гамильтониана сверхтонких взаимодействий для описания мессбауэровского спектра.

При модельной расшифровке на основании структурных данных предполагали, что в результате синтеза образуется фаза граната с некоторыми искажениями кристаллической и магнитной структуры, что может объяснить наблюдаемое количество и уширение парциальных спектров, их параметры и взаимосвязь. Искажения в структуре поворачивают главную ось тензора градиента электрического поля относительно направления [111]. Причиной такой деформации может быть дефицит ионов кислорода или металлов, приводящий к изменениям локальной конфигурации структуры. Кроме того, с учетом морфологии синтезированных частиц в модели расшиф-

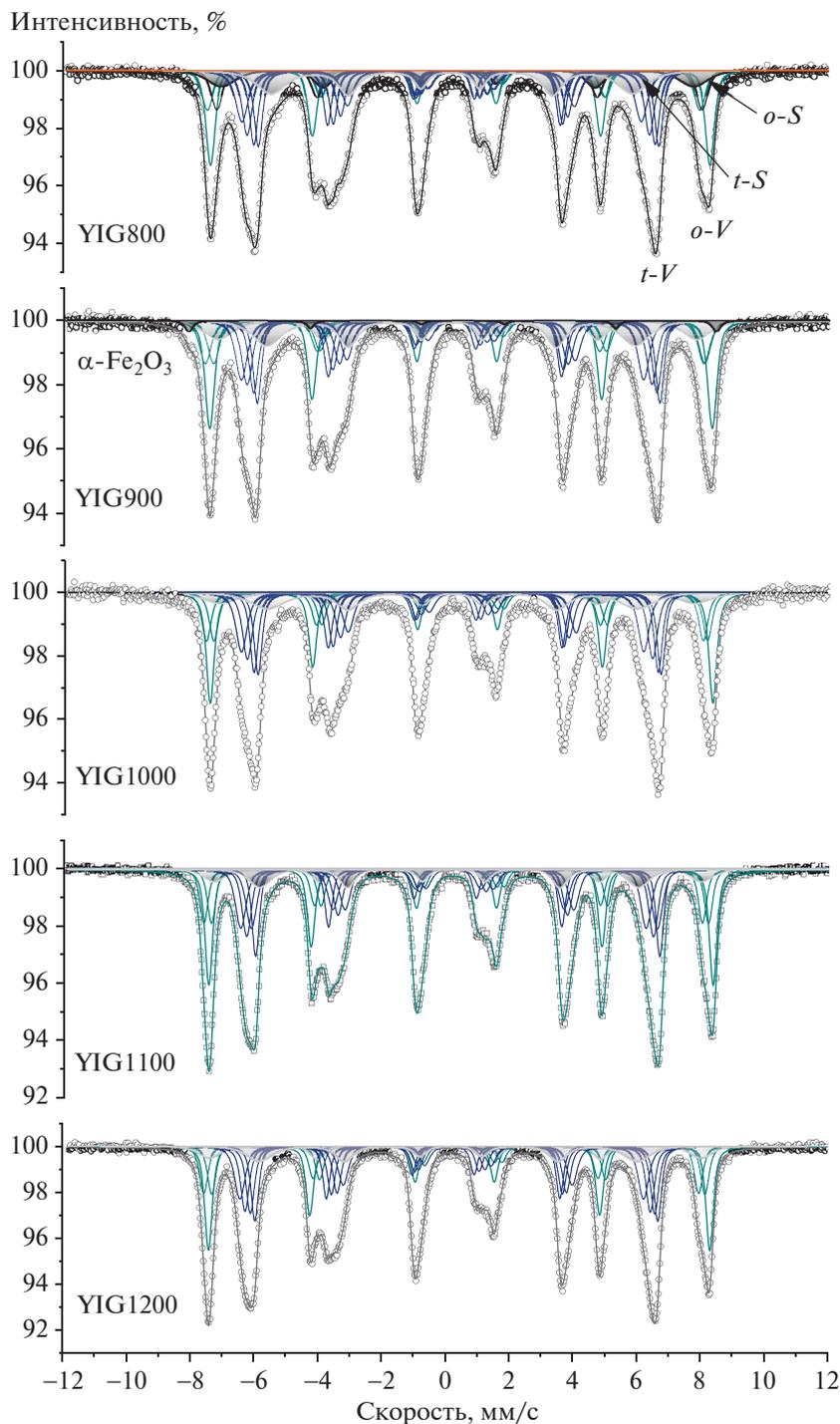
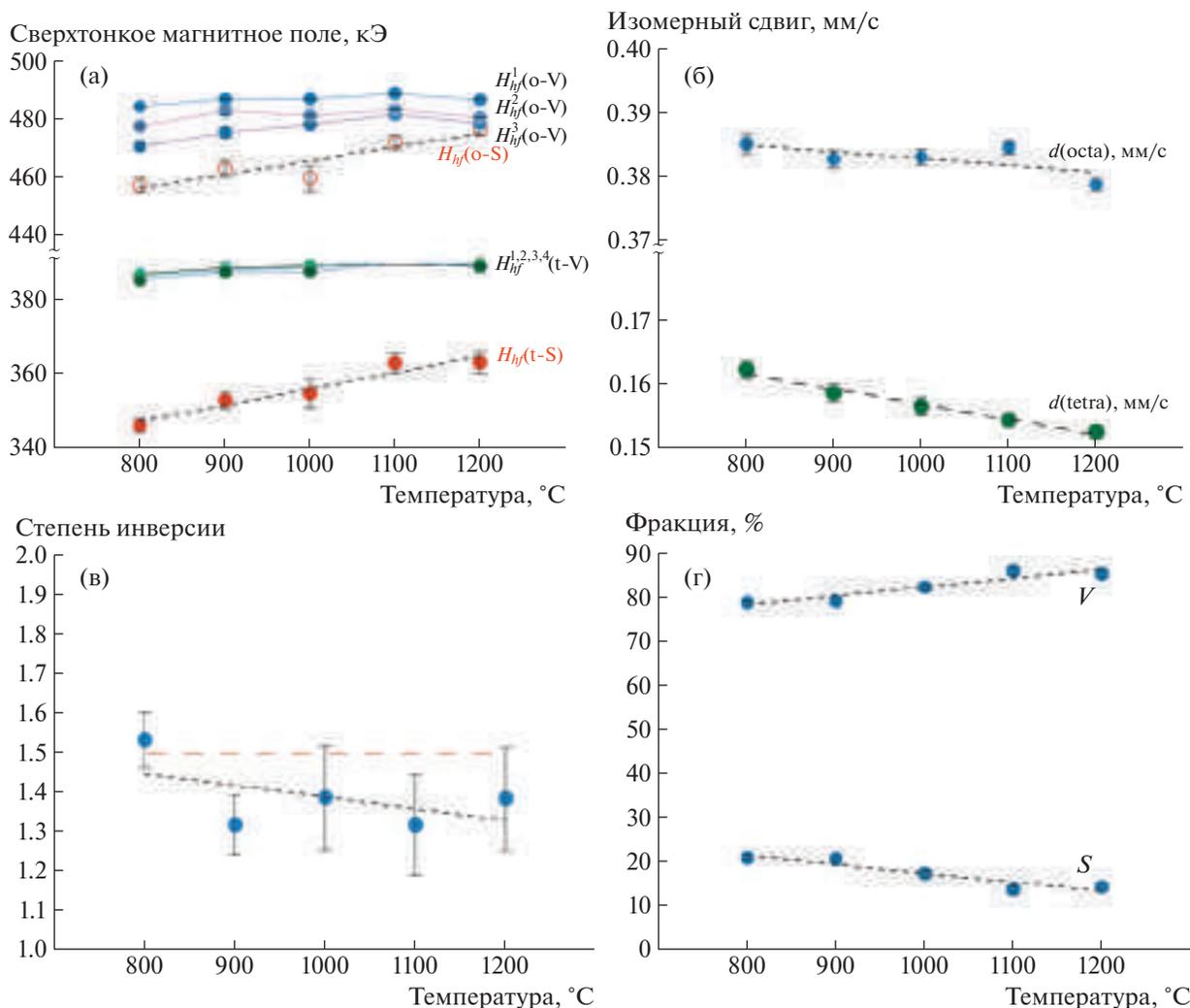


Рис. 3. Мессбауэровские спектры частиц YIG, измеренные при 300 К.

ровки максимально учитывали влияние размерных эффектов, которые могут выразиться в появлении локально-неоднородных состояний на поверхности, и их значительный вклад при малых размерах частиц.

В итоге полученная модель расшифровки спектров состоит из трех парциальных спектров

для октаэдрического окружения  $Fe^{3+}$  и четырех парциальных спектров для тетраэдрического окружения  $Fe^{3+}$  для объема частиц (V), а также двух дополнительных парциальных спектров, соответствующих неэквивалентным позициям катионов железа(III) в октаэдре и тетраэдре на поверхности частиц (S) (рис. 3). Сверхтонкие пара-



**Рис. 4.** Зависимость сверхтонких магнитных полей  $H_{hf}$  для двух подрешеток (а) и изомерного сдвига  $\delta$  (б), степени инверсии (в) и количества объемной и поверхностной фракции частиц от температуры синтеза (г).

метры парциальных спектров, полученные в результате модельной расшифровки, представлены на рис. 4 в зависимости от температуры синтеза и размера ( $D_{max}$ ) сформировавшихся частиц.

Значения сверхтонких магнитных полей для  $o$ - $Fe^{3+}$  позиций  $H_{hf}(o-V)$  и  $t$ - $Fe^{3+}$  позиций  $H_{hf}(t-V)$  для объема частиц YIG 800, YIG 900 оказались меньше характерного значения для объемного YIG (рис. 4а). Кроме того, соответствующие сверхтонкие поля, связанные с катионами  $Fe^{3+}$  на поверхности частиц  $H_{hf}(o-S)$  и  $H_{hf}(t-S)$ , имели меньшие значения, объясняемые нескомпенсированными связями и структурными дефектами на поверхности. Уменьшение средних значений изомерных сдвигов ( $\delta$ ) для  $a$ - и  $d$ -позиций объясняется уплотнением и совершенствованием кристаллической структуры частиц (рис. 4б), что подтверждается структурными данными рентге-

нофазового анализа по уменьшению параметра решетки.

Различие в величинах  $H_{hf}^i(o-V)$  для парциальных спектров объема частицы в октаэдрической подрешетке больше, чем в тетраэдрической  $H_{hf}^i(t-V)$ , и уменьшается с повышением температуры синтеза (рис. 4а). Следовательно, можно утверждать, что упорядочение в октаэдрических позициях идет труднее, чем в тетраэдрических. Установлено, что величины сверхтонких магнитных полей для парциальных спектров объема частицы в октаэдрической подрешетке меняются с температурой синтеза не более чем на 10 кЭ, а в тетраэдрической подрешетке остаются практически постоянными (рис. 3а). При этом величина среднего изомерного сдвига парциальных спектров для обеих подрешеток уменьшается. Изменение изомерного сдвига с температурой отжига

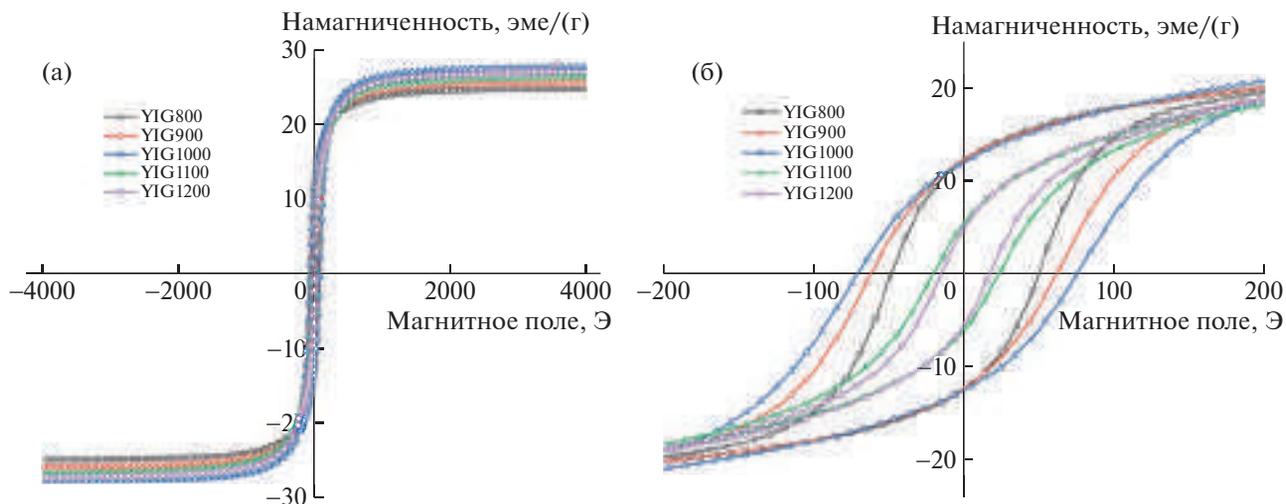


Рис. 5. Зависимости намагниченности насыщения образцов в больших (а) и малых полях (б).

практически в 2 раза больше для тетраэдрической подрешетки (рис. 3б). Уменьшение общего изомерного сдвига коррелирует с уменьшением параметра решетки и увеличением рентгеновской плотности структуры граната.

Величины сверхтонких магнитных полей для парциальных спектров поверхностных состояний атомов железа при малых температурах отжига составляют  $H_{hf}(o-S) = 45.0 \pm 0.5$  и  $H_{hf}(t-S) = 350.0 \pm \pm 0.5$  кЭ, что в обоих случаях меньше характерных значений для обеих координаций на величину  $\sim 25$  кЭ. Такой порядок уменьшения сверхтонкого поля характерен для случая обрыва обменных связей при наличии дефектов структуры типа вакансий атомов железа или кислорода. Это изменение коррелировано изменяется с температурой отжига.

Рост частиц при повышении температуры синтеза сопровождается уменьшением в спектре парциального вклада поверхностной составляющей. Наличие дефектности в тетраэдрической подрешетке железа сохраняется вплоть до наиболее высокой температуры синтеза ( $1200^\circ\text{C}$ ).

Значение угла  $\gamma$  “магнитной текстуры”, характеризующего направление среднего магнитного момента частиц по отношению к волновому вектору  $\gamma$ -квантов, составляет  $54.57^\circ$  и слабо возрастает до  $56^\circ$ . Характерные углы в осях градиента электрического поля для каждого из неэквивалентных положений меняются слабо. Для поверхностных состояний происходит небольшой разворот главных осей тензора градиента электрического поля, связанный с совершенствованием структуры граната, уплотнением и уменьшением количества дефектных состояний.

Распределение  $\text{Fe}^{3+}$  по подрешеткам (степень инверсии  $x$ ) определяли по результатам модель-

ной расшифровки мессбауэровских спектров по соотношению:  $x = n_d/n_a = (S_d/S_a)(f_d/f_a)$ , где  $f_d/f_a = 0.94$  – вероятность безотрадного ядерного резонансного поглощения  $\gamma$ -излучения ядра для  $a$ - и  $d$ -позиций при комнатной температуре [16]. Для всех синтезированных образцов наблюдалось отклонение степени инверсии от теоретического значения для совершенной структуры  $x = 1.5$  с уменьшением значения при повышении температуры отжига (рис. 4в).

Магнитное поведение наночастиц YIG, исследованное при комнатной температуре, показано на рис. 5. Все образцы демонстрировали магнитный гистерезис. Коэрцитивная сила отлична от нуля для всех петель гистерезиса, а поле насыщения больше 1000 Э. Значения коэрцитивной силы ( $H_c$ ), намагниченности насыщения ( $I_s$ ) и остаточной намагниченности ( $I_r$ ) в зависимости от размера частиц приведены в табл. 1. Как видно из результатов обработки гистерезисных данных (рис. 6), коэрцитивная сила образцов немонотонно зависит от их среднего размера. Максимальная коэрцитивная сила  $H_c$  наблюдается для YIG 1000. Это объясняется изменением магнитного состояния частиц. Увеличение среднего размера частиц образца приводит к уменьшению магнитной анизотропии поверхности. Частица переходит из однодоменного в многодоменное состояние, характеризующееся меньшей коэрцитивной силой.

Уменьшение коэрцитивной силы для образцов YIG 800, YIG 900 может быть связано с наличием фракции суперпарамагнитных частиц, имеющих нулевую коэрцитивную силу. Критический диаметр  $D_c(sp)$  для наночастиц YIG, при котором происходит переход в суперпарамагнитное состояние, соответствует 35 нм [30]. Таким образом, заметное суперпарамагнитное поведение может

**Таблица 1.** Структурные и магнитные характеристики образцов YIG

Образец	$T$ , °C	$D_{\max}$ , нм	$I_s$ , эме/г	$H_c$ , Э	$I_r$ , эме/г
YIG 800	800	35	24.2	49	12.5
YIG 900	900	51	25.0	62	12.5
YIG 1000	1000	83	27.0	74	12.3
YIG 1100	1100	137	25.7	20	5.5
YIG 1200	1200	184	26.3	15	4.7

Примечание.  $T$  – температура синтеза,  $D_{\max}$  – размер кристаллитов,  $I_s$  – намагниченность насыщения,  $I_r$  – остаточная намагниченность,  $H_c$  – коэрцитивная сила.

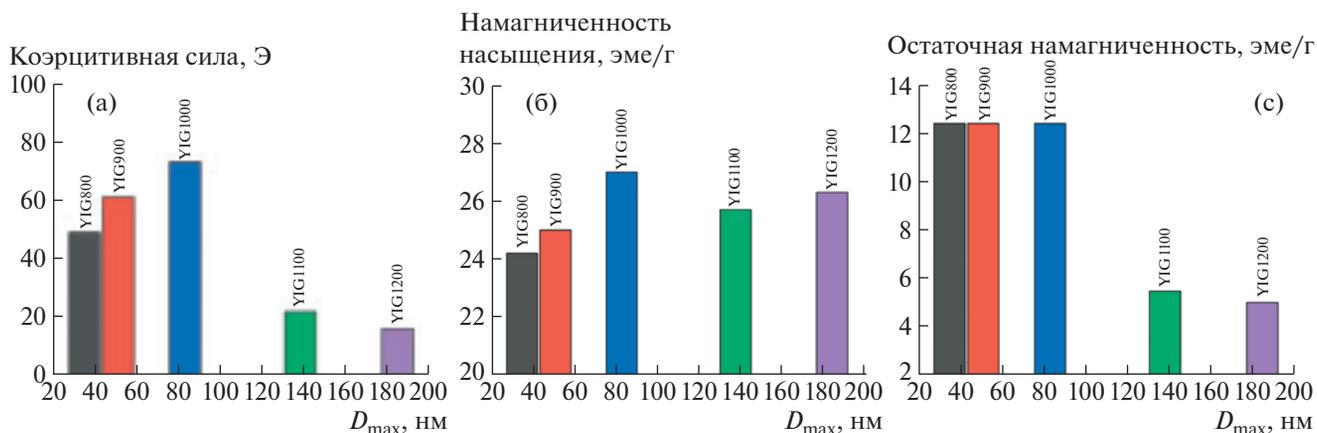
демонстрировать только образец YIG 800. Другой причиной, которая объясняет такое поведение коэрцитивной силы, является образование слегка дефицитной по кислороду структуры при увеличении температуры отжига. Подтверждением этого может служить поведение изомерного сдвига (рис. 4б), свидетельствующее об изменении электронной плотности на октаэдрической позиции. Вероятно, частицы размером  $\sim 100$  нм находятся преимущественно в однодоменном состоянии. Этот результат хорошо согласуется с данными [30]. Кроме того, образцы не являются монодисперсными, в них наблюдается распределение по размерам. Поэтому каждый образец содержит частицы в разных микромагнитных состояниях.

Значения намагниченности насыщения для всех образцов оказались меньше, чем намагниченность насыщения объемного YIG (27.40 эме/г) при 292 К [3]. Этот факт объясняется наличием неколлинеарной магнитной структуры на поверхности частиц. Следует отметить немонотонное поведение магнитных характеристик с увели-

чением размера частиц  $D_{\max}$ . Локальный минимум намагниченности насыщения, наблюдаемый при диаметре 138 нм, можно объяснить катионным перераспределением по подрешеткам  $a$  и  $d$ . Увеличение намагниченности насыщения для образцов может быть связано с уменьшением доли суперпарамагнитных частиц. Другой причиной увеличения намагниченности насыщения является уменьшение доли поверхностных атомов с неколлинеарной магнитной структурой по сравнению с долей атомов, содержащихся в объеме частицы. Это подтверждает вывод, полученный из анализа мессбауэровских спектров, об уменьшении неколлинеарных состояний на поверхности частиц.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наночастицы YIG разного размера были синтезированы методом глицин-нитратного горения с последующей термообработкой при различных температурах. Исследование особенностей и эволюции кристаллической и магнитной структуры наночастиц проведено методами рентгеновской дифракции, мессбауэровской спектроскопии и магнитометрии. Модельная расшифровка мессбауэровских спектров позволила выявить наличие поверхностной и объемной составляющих, обусловленных неравновесными условиями синтеза частиц и различными размерами частиц YIG. Установлено, что при повышении температуры обработки совершенствование структуры частиц граната происходит преимущественно через упорядочение подрешетки железа с октаэдрическим окружением. Рост частиц с увеличением температуры отжига сопровождается уменьшением структурно и магнитно неупорядоченных поверхностных областей, а также уменьшением искажений решетки в объеме частиц. Полидисперсность



**Рис. 6.** Зависимости коэрцитивной силы (а), намагниченности насыщения (б) и остаточной намагниченности (в) от размера частиц при комнатной температуре.

синтезированных наночастиц приводит к распределению различных микромагнитных состояний с сильными обменными взаимодействиями.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cherepanov V., Kolokolov I., L'vov V.* // Phys. Rep. 1993. V. 229. P. 81.  
[https://doi.org/10.1016/0370-1573\(93\)90107-0](https://doi.org/10.1016/0370-1573(93)90107-0)
2. *Dionne G.F.* Magnetic Oxides. Springer, 2009. V. 14. 321 p.
3. *Mallmann E.J.J., Sombra A.S.B., Goes J.C. et al.* // Proc. Solid State Phenomena. Trans Tech Publ. 2013. V. 202. P. 65.
4. *Nakashima H., Pradipto A.-M., Akiyama T. et al.* // AIP Adv. 2020. V. 10. P. 045029.  
<https://doi.org/10.1063/1.5130147>
5. *McCloy J.S., Walsh B.* // IEEE Trans. Magn. 2013. V. 49. P. 4253.  
<https://doi.org/10.1109/TMAG.2013.22385107>
6. *Kim T.-Y., Yamazaki Y., Hong Y.-D. et al.* // Proc. 2003 IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG). IEEE. 2003. P. EQ-04.
7. *Jeon Y.H., Lee J.W., Oh J.H. et al.* // Phys. Status Solidi. A. 2004. V. 201. P. 1893.  
<https://doi.org/10.1002/pssa.200304626>
8. *Hirazawa H., Matsumoto R., Sakamoto M.* // J. Ceram. Soc. Jpn. 2021. V. 129. P. 579.  
<https://doi.org/10.2109/jcersj2.21058>
9. *Aono H., Ebara H., Senba R. et al.* // J. Am. Ceram. Soc. 2011. V. 94. P. 4116.  
<https://doi.org/10.1111/j.1551-2916.2011.04879.x>
10. *Liang Y.-J., Xie J., Yu J. et al.* // Nano Select. 2021. V. 2. P. 216.  
<https://doi.org/10.1002/nano.202000169>
11. *Fopase R., Saxena V., Seal P. et al.* // Mater. Sci. Eng. C. 2020. V. 116. P. 111163.  
<https://doi.org/10.1016/j.msec.2020.111163>
12. *Komlev A.S., Zverev V.I.* // Magnetic Materials and Technologies for Medical Applications / Ed. Tishin A.M. Woodhead Publishing Series in Electronic and Optical Materials; Woodhead Publishing, 2022. P. 437.
13. *Davydov A.S., Belousov A.V., Krusanov G.A. et al.* // J. Appl. Phys. 2021. V. 129. P. 033902.  
<https://doi.org/10.1063/5.0032843>
14. *Soleimani H., Abba Z., Yahya N. et al.* // Int. J. Mol. Sci. 2012. V. 13. P. 8540.  
<https://doi.org/10.3390/ijms13078540>
15. *Winkler H., Eisberg R., Alp E. et al.* // Z. Phys. B: Condens. Matter. 1983. V. 49. P. 331.
16. *Sawatzky G.A., Van Der Woude F., Morris A.H.* // Phys. Rev. 1969. V. 183. P. 383.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRev.183.383>
17. *Haneda K., Morrish A.* // J. Magn. Soc. Jpn. 1998. V. 22. S1. P. 255.
18. *Niyafar M., Mohammadpour H., Dorafshani M. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2016. V. 409. P. 104.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2016.02.097>
19. *Niaz Akhtar M., Azhar Khan M., Ahmad M. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2014. V. 368. P. 393.  
<https://doi.org/10.1016/j.jmmm.2014.06.004>
20. *Kitayama K., Sakaguchi M., Takahara Y. et al.* // J. Solid State Chem. 2004. V. 177. P. 1933.  
<https://doi.org/10.1016/j.jssc.2003.12.040>
21. *Popkov V.I., Almjashaeva O.V., Panchu V.V. et al.* // Doklady Chemistry. 2016. V. 471. P. 356.  
<https://doi.org/10.1134/S0012500816120041>
22. *Noun W., Popova E., Bardelli F. et al.* // Phys. Rev. B. 2010. V. 81. P. 054411.  
<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.81.054411>
23. *Jacob K.T., Rajitha G.* // Solid State Ionics. 2012. V. 224. P. 32.  
<https://doi.org/10.1016/j.ssi.2012.07.003>
24. *Sadhana K., Murthy S.R., Praveena K.* // Mater. Sci. Semicond. Process. 2015. V. 34. P. 305.  
<https://doi.org/10.1016/j.mssp.2015.02.056>
25. *Kum J.S., Kim S.J. et al.* // ICAME. 2003. Springer, 2004. P. 169.
26. *Abbas R., Martinson K.D., Kiseleva T.Y. et al.* // Mater. Today Commun. 2022. V. 32. P. 103866.  
<https://doi.org/10.1016/j.mtcomm.2022.103866>
27. *Matsnev M.E., Rusakov V.S.* // AIP Conf. Proc. Olomouc, Czech Republic. 2012. P. 178.  
<https://doi.org/10.1063/1.4759488>
28. *Башикиров Ш.Ш., Либерман А.Б., Синявский В.И.* Магнитная микроструктура ферритов. Казань: Изд-во Казан. ун-та, 1978. 92 с.
29. *Vandormael D., Grandjean F., Hautot D. et al.* // J. Phys. Condens. Matter. 2001. V. 13. P. 1759.  
<https://doi.org/10.1088/0953-8984/13/8/312>
30. *Sanchez R.D., Rivas J., Vaqueiro P. et al.* // J. Magn. Magn. Mater. 2002. V. 247. P. 92.  
[https://doi.org/10.1016/S0304-8853\(02\)00170-1](https://doi.org/10.1016/S0304-8853(02)00170-1)