

05,10

## Нагрев магнитных порошков в режиме ферромагнитного резонанса на частоте 8.9 GHz

© С.В. Столяр<sup>1,2</sup>, О.А. Ли<sup>1,2</sup>, Е.Д. Николаева<sup>1</sup>, Н.М. Боев<sup>2,3</sup>, А.М. Воротинов<sup>3</sup>, Д.А. Великанов<sup>3</sup>, Р.С. Исхаков<sup>3</sup>, В.Ф. Пьянков<sup>1</sup>, Ю.В. Князев<sup>3</sup>, О.А. Баюков<sup>3</sup>, А.О. Шохрина<sup>1,2</sup>, М.С. Молокеев<sup>2,3</sup>, А.Д. Васильев<sup>2,3</sup>

<sup>1</sup> ФИЦ „Красноярский научный центр СО РАН“, Красноярск, Россия

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, Красноярск, Россия

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

E-mail: stol@iph.krasn.ru

Поступила в Редакцию 17 апреля 2023 г.

В окончательной редакции 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 11 мая 2023 г.

Методом химического осаждения получены наночастицы никелевого феррита размером 4 nm. Последующий отжиг при  $T = 700^\circ\text{C}$  в течении 5 h привел к увеличению размера частиц до 63 nm. Измерены спектры мёссбауэровской спектроскопии, частотно-полевые зависимости ферромагнитного резонанса. Показано, что свежеприготовленные порошки являются суперпарамагнитными при комнатной температуре. Измерены кинетические зависимости нагрева наночастиц в режиме ферромагнитного резонанса на частоте 8.9 GHz, обнаружено, что максимальная скорость возрастания температуры в таком режиме для ферромагнитного порошка на порядок больше чем для суперпарамагнитного состояния (1.2 и 0.13 K/s соответственно). Последнее определяется намагнитченностью насыщения изучаемых порошков.

**Ключевые слова:** ферромагнитный резонанс, суперпарамагнитные порошки, частота релаксации, частотно-полевая зависимость, нагрев порошков.

DOI: 10.21883/FTT.2023.06.55658.21H

### 1. Введение

Область применений магнитных наночастиц постоянно расширяется. В биомедицине есть уже апробированные подходы к практическим применениям магнитных наночастиц. При магнитной гипертермии переменное магнитное поле ( $H \sim 100$  Oe,  $f \sim 100$  kHz) в процессах перемагничивания частиц осуществляет локальный нагрев биологических тканей [1]. Как правило, объектами исследования для данного направления выбираются частицы магнетит-маггемитового ряда или ферриты на их основе. Реже используются оксиды металлов и ферромагнитные металлические наночастицы на основе сплавов 3-d металлов [2]. Для снижения токсичности магнитных наночастиц используют такие биосовместимые покрытия как хитозан, полиэтиленгликоль, тетраэтилортосиликат (TEOS) и 3-аминопропилтриэтоксисилан (APTES) и др. [2–6].

Исследования, посвященные изучению эффективности нагрева частиц для применения в магнитной гипертермии, ведутся как на сухих порошковых системах, так и на магнитных жидкостях. В работах [3,7–13] изучены зависимости температуры нагрева частиц феррита никеля от их магнитных свойств, способа получения и внешних условий. Механизмы перемагничивания магнитных наночастиц (гистерезисные потери, неелевское вращение, броуновское вращение), приводящие к их нагреву,

определяются прежде всего их размерами [3,9,14,15]. Скорости нагрева при перемагничивании наночастиц определяются величиной и частотой используемого поля и составляют  $\sim 1$  K/c [9].

Расширяя частотный диапазон гипертермии, можно указать еще на один возможный способ нагрева: ее реализацию посредством ферромагнитного резонанса (ФМР) [7,16,17].

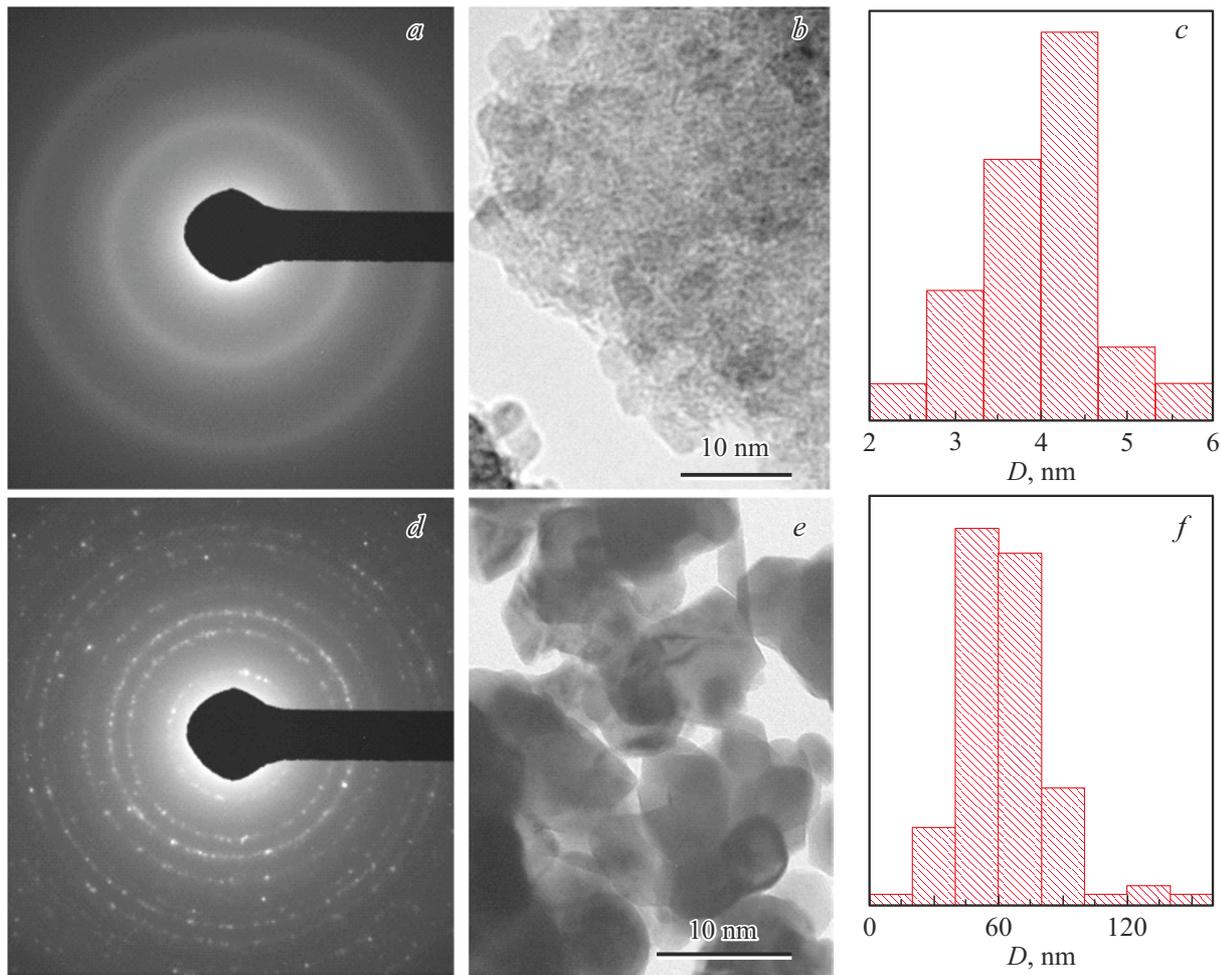
Мгновенное значение вектора намагнитченности  $\mathbf{M}$  в магнитном поле  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  определяется уравнением Ландау–Лифшица–Гильберта:

$$\dot{\mathbf{M}} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} - \frac{\gamma \alpha}{M} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}),$$

где  $\gamma$  — гиромагнитное отношение,  $\alpha$  — параметр затухания. Параметр затухания связан с временем релаксации  $\tau$ , т. е. временем, необходимым для затухания прецессии вектора намагнитченности, следующим соотношением [18]:

$$\tau^{-1} = \omega_r = \alpha \gamma H_{\text{eff}},$$

$\omega_r$  — частота релаксации. Если на намагнитченность  $M$  кроме постоянного поля  $H$  действует высокочастотное СВЧ-поле с частотой  $\omega$  и амплитудой  $h$ , ортогонально внешнему полю  $H$ , возможно резонансное поглощение СВЧ-энергии ферромагнетиком (ФМР). Магнитная восприимчивость  $\chi = m/h$  является комплексной



**Рис. 1.** Электронная дифракционная картина и микрофотографии частиц никелевого феррита до (a, b) и после (d, e) отжига, (c, f) — распределение частиц по размерам.

величиной  $\chi = \chi' + \chi''$ . Мнимая компонента магнитной восприимчивости  $\chi''$  вблизи частоты  $\omega$ , при которой происходит поглощение СВЧ-энергии ферромагнетиком, имеет максимальное значение. При частотах  $\omega > \omega_r$  осуществляется резонансное поглощение СВЧ-энергии  $\alpha \sim 0.1 \ll 1$ . При  $\omega < \omega_r$  действуют релаксационные механизмы поглощения  $\alpha > 1$ . В режиме ФМР для случая сферического ферромагнетика  $\chi''_{\text{res}} \approx \frac{1}{2} \frac{\gamma' M_S}{\alpha f}$ , где  $\gamma' = \gamma/2\pi \approx 2.8 \text{ MHz/Oe}$ . Поглощение энергии сферической частицей объемом  $V$  в единицу времени определяется выражением  $Q = \omega(V/2)\chi''h^2$ .

Предполагая, что вся поглощаемая СВЧ-энергия наночастиц идет на ее нагрев, можно записать уравнение теплового баланса:  $Cm\Delta T = Q\Delta t$ , которое позволяет установить связь между скоростью возрастания температуры и характеристиками частицы

$$dT/dt = h^2\gamma'M_S/4C\rho\alpha,$$

где  $\rho$  — плотность,  $C$  — удельная теплоемкость.

Предлагаемая работа посвящена изучению нагрева в режиме ФМР магнитных порошков феррита никеля, изготовленных методом химического осаждения.

## 2. Методика эксперимента

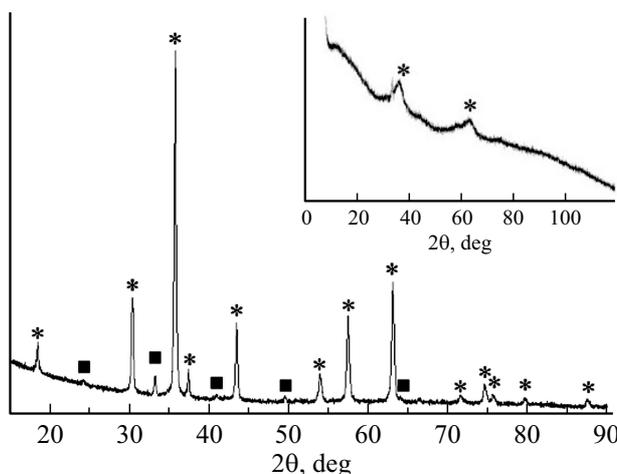
Наночастицы феррита никеля были получены методом химического осаждения с последующим пятичасовым отжигом при температуре  $700^\circ\text{C}$  [19]. Микрофотографии были получены на просвечивающем электронном микроскопе Hitachi HT7700. Рентгенофазовый анализ проводили на приборе DX-2700BH, HAOYUAN,  $\lambda = 0.154 \text{ nm}$ . Мёссбауэровские спектры исследуемых образцов получены на спектрометре MC-1104Ем в геометрии пропускания с радиоактивным источником  $\text{Co}^{57}(\text{Rh})$  при температуре  $300 \text{ K}$ . Измерение температуры наночастиц производилось с помощью термомпары Т-типа, электроды которой изготовлены из меди и константана, помещенной в волновод спектрометра электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) SE/X-2544 (Radiopan) X-диапазона на

частоте 8.9 GHz (величина магнитного поля определяется с помощью встроенного ЯМР магнетометра с точностью  $10^{-2}$  Oe, ошибка в определении частоты составляет 100 kHz). При помещении термодары в резонатор (без порошка) с накачкой СВЧ и разверткой магнитного поля от 0 до 5 kOe термодара не фиксировала изменения температуры. Частотно-полевые зависимости изготовленных порошков изучались на широкополосном спектрометре ферромагнитного резонанса при температуре 300 K. Измерения намагниченности были выполнены на вибрационном магнетометре.

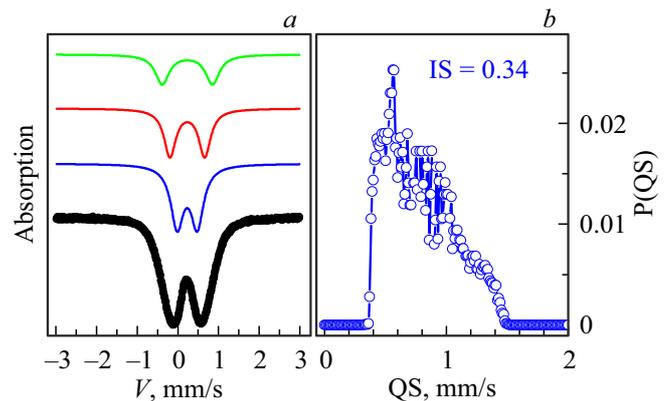
### 3. Результаты

На рис. 1 представлены изображения частиц ферритов, полученные на просвечивающем электронном микроскопе. До отжига (рис. 1, *b*) частицы имели форму, близкую к сферической, средний размер частиц составил  $4.0 \pm 0.7$  nm. После отжига (рис. 1, *e*) размер частиц значительно увеличился и составил  $63 \pm 22$  nm. Так как форма частиц отличалась от сферической, то для нахождения среднего размера частицы аппроксимировались многоугольниками, и рассчитывался эквивалентный диаметр круга соответствующей площади.

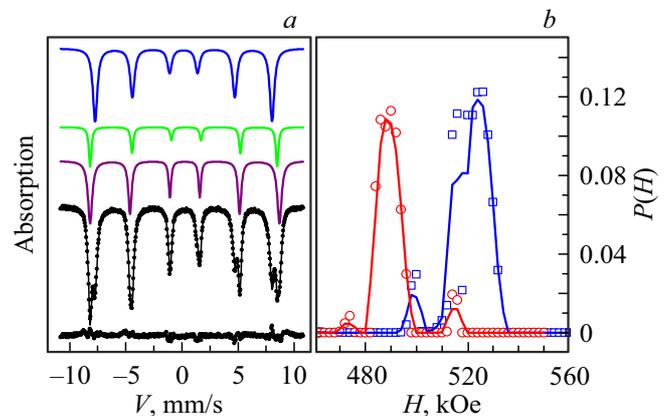
На рис. 2 приведена рентгенограмма отожженного образца, на вставке показана рентгенограмма исходного порошка. После отжига наблюдаются отражения от феррита никеля и отражения от гематита  $\alpha$ -Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> небольшой интенсивности. Доля фазы гематита составляет 5%. Средний размер кристаллов оценивали с использованием полнопрофильного уточнения Ритвельда с привлечением программы TOPAS 6. Коррекция на инструментальное уширение пиков введена с помощью этанола — Si. Расчетный размер кристаллов составил  $75 \pm 15$  nm для порошка после термоотжига.



**Рис. 2.** Дифрактограммы отожженного и исходного (на вставке) образцов. (\*) звездочки — пики, соответствующие структуре феррита никеля, (■) квадраты — пики, соответствующие структуре гематита.



**Рис. 3.** Мёссбауэровский спектр свежеприготовленного образца с результатом обработки (*a*) и вероятность распределения квадрупольных расщеплений в образце (*b*).



**Рис. 4.** (*a*) Мёссбауэровский спектр никелевого феррита после отжига при комнатной температуре, нижний график — спектр ошибки; (*b*) Распределение вероятности сверхтонких полей на ядрах железа в тетраэдрических (красная линия) и в октаэдрических позициях (синяя линия).

Намагниченность насыщения  $M_S$  при комнатной температуре свежеприготовленных порошков составляла 5 emu/g. После отжига произошло увеличение намагниченности до 34 emu/g [19]. Величина  $M_S$  согласуется с результатами, полученными другими авторами [3].

На рис. 3 и 4 представлены мёссбауэровские спектры исходного и отожженного образцов соответственно. Параметры расшифровки спектров приведены в табл. 1 и 2 соответственно. Спектр исходных порошков представляет собой квадрупольный дублет, что указывает на суперпарамагнитное состояние частиц. Спектр отожженных порошков представляет собой разрешенный секстет, что указывает на магнитоупорядоченное состояние магнитных моментов железа. Это достигается увеличением размера наночастиц по сравнению с не отожженным образцом.

Результаты разложения спектра показали, что наряду с фазой шпинели в отожженном образце присутствует

**Таблица 1.** Мёсбауэровские параметры спектра NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> без отжига

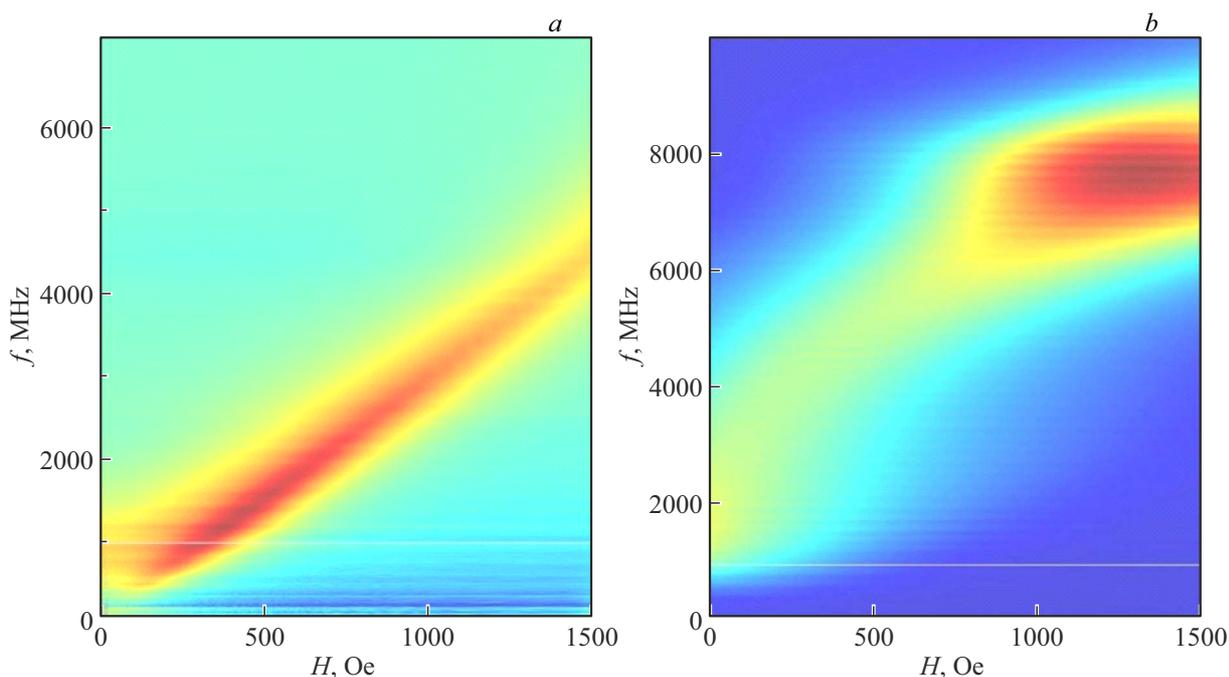
| IS,<br>mm/s ± 0.005 | H,<br>kOe, ±3 | QS,<br>mm/s ± 0.01 | W,<br>mm/s ± 0.01 | A,<br>a.u. ± 0.03 | Позиция              |
|---------------------|---------------|--------------------|-------------------|-------------------|----------------------|
| 0.34                | –             | 1.26               | 0.40              | 0.21              | Fe <sup>3+</sup> (B) |
| 0.34                | –             | 0.86               | 0.36              | 0.36              |                      |
| 0.34                | –             | 0.49               | 0.37              | 0.42              | Fe <sup>3+</sup> (A) |

Примечание. IS — изомерный химический сдвиг относительно  $\alpha$ -Fe, H — сверхтонкое поле, QS — квадрупольное расщепление, W — ширина линии, A — долевая заселенность позиции.

**Таблица 2.** Мёсбауэровские параметры спектра NiFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> после отжига

| IS,<br>mm/s ± 0.005 | H,<br>kOe, ±3 | QS,<br>mm/s ± 0.01 | W,<br>mm/s ± 0.01 | A,<br>a.u. ± 0.03 | Позиция                                  |
|---------------------|---------------|--------------------|-------------------|-------------------|--|
| 0.378               | 519           | 0                  | 0.23              | 0.30              | (B)                                      |
| 0.268               | 486           | 0.002              | 0.43              | 0.54              | [A]                                      |
| 0.373               | 517           | –0.51              | 0.23              | 0.16              | $\alpha$ -Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub> |

Примечание. IS — изомерный химический сдвиг относительно  $\alpha$ -Fe, H — сверхтонкое поле, QS — квадрупольное расщепление, W — ширина линии, A — долевая заселенность позиции.

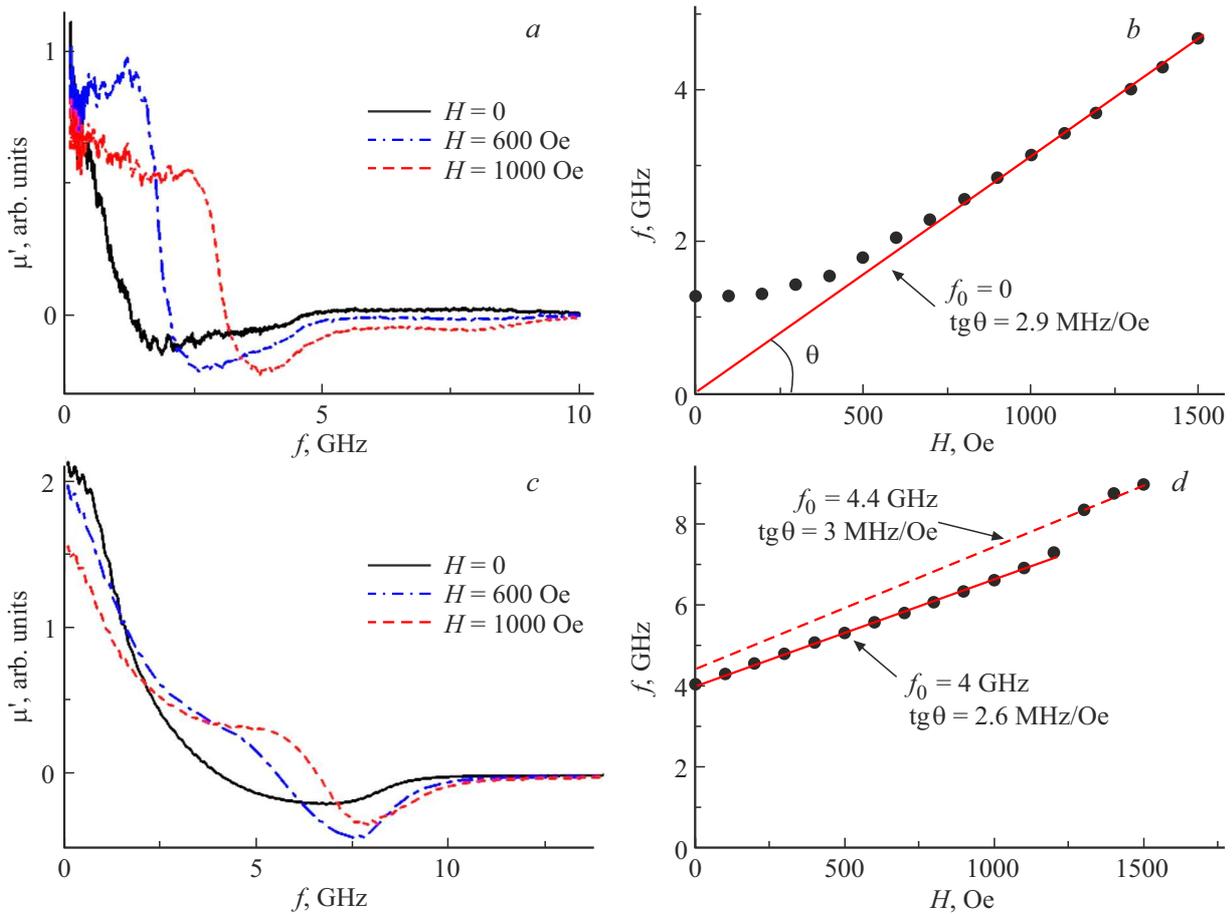
**Рис. 5.** Спектры поглощения энергии при ФМР исходных порошков (a) и после отжига (b).

фаза гематита с долей 16%. Шпинельная часть представлена железом в тетра- и октаэдрических позициях в соотношении A:B = 1.8:1.0. В незамещенном магнетите это соотношение составляет 1.0:2.0, т.е. замещение происходит в октаэдрических позициях.

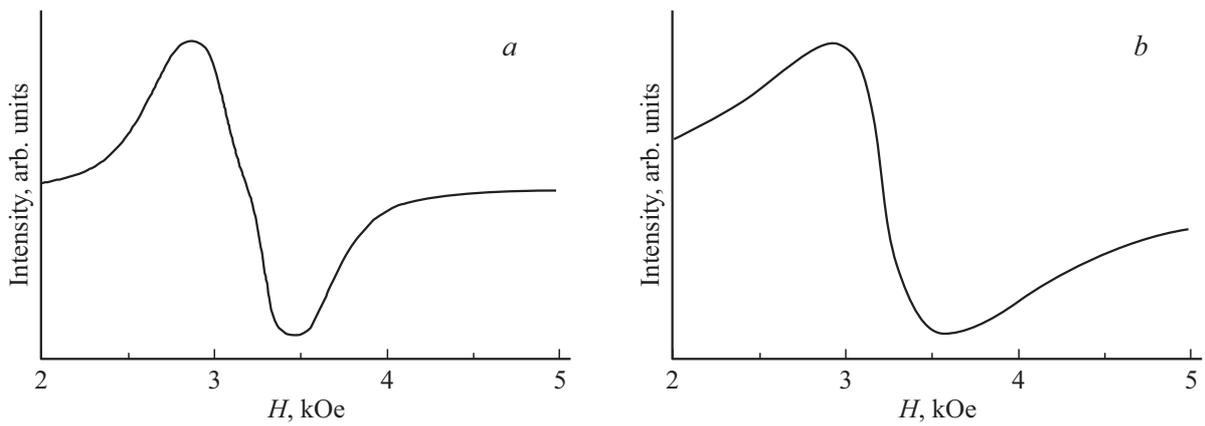
На рис. 5 представлено распределение спектров поглощения СВЧ-энергии исследуемых порошков.

На рис. 6 представлены частотные зависимости действительной составляющей магнитной проницаемости  $\mu'$

при различных напряженностях постоянного магнитного поля H и зависимости резонансной частоты от внешнего поля H, определяемой по действительной составляющей магнитной проницаемости  $\mu'$ . Аппроксимация зависимости линейной функцией  $f(H) = f_0 + (\gamma H)/2\pi$  позволяет оценить величину щели на частотно-полевой зависимости  $f_0$ , а также величину гиромагнитного отношения  $\gamma$ . Для свежеприготовленных порошков  $f_0 = 0$  (суперпарамагнитное состояние),  $\gamma = 1.8 \cdot 10^7$  Hz/Oe. По-



**Рис. 6.** Частотные зависимости действительной части комплексной магнитной проницаемости и зависимость резонансной частоты от внешнего поля  $H$  для исходного ( $a, b$ ) и отожженного ( $c, d$ ) образцов.

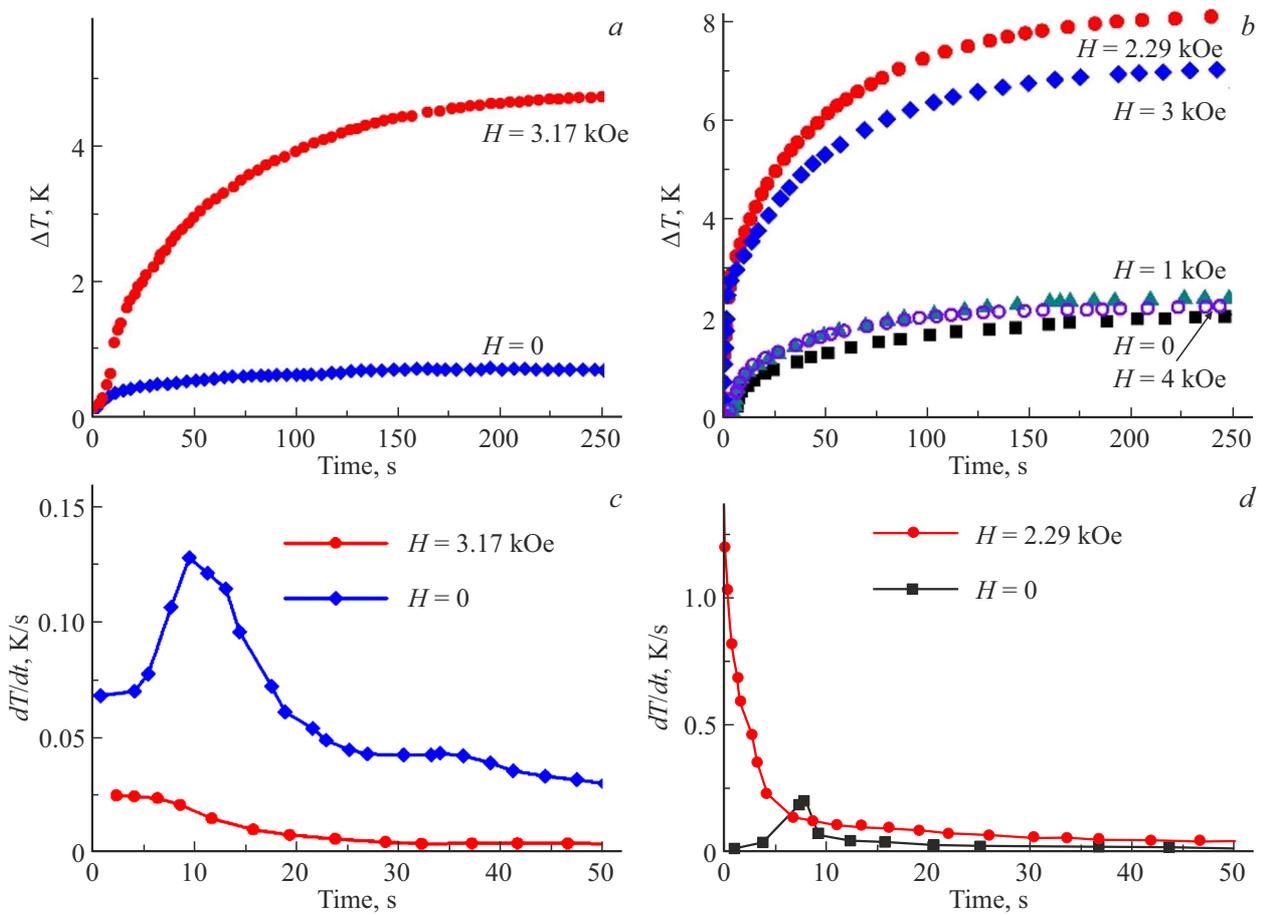


**Рис. 7.** Спектры ФМР ( $f = 8.9$  GHz) исходных порошков ( $a$ ) и после отжига ( $b$ ).

сле термообработки порошков никелевого феррита  $f_0 \approx 4$  GHz,  $\gamma = 1.6 \cdot 10^7$  Hz/Oe. Необходимо отметить, что в работе [20] на порошках феррита никеля с различными размерами частиц на частотно-полевой зависимости регистрировались особенности аналогичные наблюдаемым нами (рис. 6,  $b$ ). Данные особенности авторы не обсуждали.

На рис. 7 приведены кривые ФМР, измеренные при частоте 8.9 GHz и комнатной температуре.

На рис. 8 представлены кинетические кривые изменения температуры порошков при СВЧ-накачке в постоянном поле напряженностью  $H$ . Наибольший нагрев наблюдался в резонансном поле и составил для исходных порошков  $\Delta T_{\max} = 5$  K, после отжига  $\Delta T_{\max} = 8$  K.



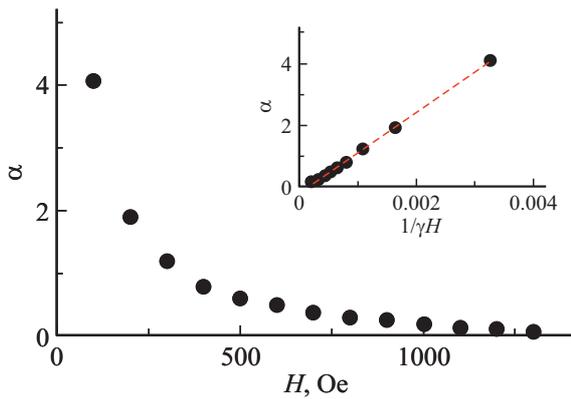
**Рис. 8.** Зависимости приращения температуры и скорости нагрева от времени для исходного никелевого феррита (*a, c*) и после отжига (*b, d*).

Полученные значения сравнимы с результатом работы [7], авторы которой получили величину нагрева 6.9 K для частиц феррита никеля при частоте 3.0 GHz. При отклонении магнитного поля от резонансного значения в ту или иную сторону величина нагрева  $\Delta T$  уменьшается (смотри рис. 8, *a, b*). При  $H = 0$  эффект присутствует: для исходного порошка  $\Delta T(H = 0) \approx 1$  K, после термоотжига  $\Delta T(H = 0) = 2$  K. Поглощение СВЧ-энергии при  $H \rightarrow 0$  ранее наблюдали на различных магнитных порошковых системах: на ферритах Co [21], на ферритах Ni-Zn [22], на металлических сплавах Co-Ni [23], на сверхпроводниках [24] и т.д. Нагрев исследуемых нами порошковых системах при  $H = 0$  (рис. 8, *a, b*) можно объяснить, оставаясь в рамках явления ФМР, как поглощение энергии СВЧ наночастицами в собственном внутреннем поле (поле анизотропии), или естественным ферромагнитным резонансом [18]. Любая порошковая система характеризуется дисперсией по размерам и ориентациям кристаллитов, а следовательно, и дисперсией по проекциям внутренних полей на направление перпендикулярное переменному магнитному полю СВЧ. Последнее и обеспечит естественный ферромагнитный резонанс.

На рис. 8, *c, d* приведены скорости возрастания температуры порошков при поглощении СВЧ-поля. В резонансном поле скорости нагрева отличаются на порядок (0.13 и 1.2 K/s соответственно).

#### 4. Обсуждение

Выполненные нами эксперименты демонстрируют, что в режиме поглощения СВЧ-энергии скорость возрастания температуры  $dT/dt$  у термообработанных порошков (63 nm) на порядок превышает  $dT/dt$  свежеприготовленных порошков (4 nm) (0.13 и 1.2 K/s соответственно). Частотно-полевые зависимости суперпарамагнитных свежеприготовленных порошков хорошо аппроксимируются прямой, проходящей через начало координат  $\omega_0 = \gamma H_{\text{eff}} = \gamma H$ ,  $H$  — внешнее поле (рис. 6, *b*). При малых частотах происходит отклонение от линейной зависимости  $\omega_0 = \gamma H$ , которая может быть связана с увеличением параметра затухания  $\alpha$ . Резонансная частота ФМР с учетом параметра затухания определяется выражением  $\omega^2 = \omega_0^2(1 + \alpha^2)$ , где  $\alpha$  — параметр затухания [18]. Экспериментально обнаруженное отклонение резонансной частоты от  $\omega_0$  позволило нам определить



**Рис. 9.** Зависимость коэффициента затухания  $\alpha$  от величины постоянного внешнего поля. На вставке — зависимость  $\alpha(1/\gamma H)$  и ее аппроксимация прямой.

коэффициент затухания  $\alpha$  для свежеприготовленного суперпарамагнитного порошка. Результаты представлены на рис. 9. Так как частота релаксации пропорциональна параметру затухания и напряженности поля ( $\omega_r = \alpha\gamma H_{\text{эфф}}$ ), то аппроксимация линейной функцией зависимости  $\alpha(1/\gamma H)$  позволяет найти  $\omega_r$ . Нами получено значение  $\omega_r = 1.3$  GHz (вставка рис. 9). На наш взгляд при  $\omega_r$  происходит смена режима поглощения СВЧ-энергии. При  $\omega > \omega_r$  осуществляется резонансное поглощение  $\alpha \sim 0.1 \ll 1$ . При  $\omega < \omega_r$  действуют релаксационные механизмы поглощения  $\alpha > 1$ . Наблюдаемые авторами работы [20] особенности зависимости резонансной частоты от поля, по-видимому, также можно объяснить сменой режима поглощения СВЧ-энергии и оценить частоту релаксации, которая составит 4–6 GHz.

Для частотно-полевой зависимости термообработанных порошков феррита никеля наблюдается линейная зависимость (рис. 6, *d*), свидетельствующая о резонансном режиме поглощения СВЧ-энергии „ферромагнитных“ порошков при  $\alpha \sim 0.1 \ll 1$ . Особенность на частотно-полевой зависимости данных порошков при  $f = 8$  GHz, заключающаяся в скачкообразном уменьшении эффективного поля  $H_{\text{эфф}} = 2\pi f_0/\gamma + H$ , может быть связана с гетерофазностью термообработанных порошков. Порошок феррита после отжига содержит фазу  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  в качестве примесной (около 10%), поэтому размеры частиц гематита должны быть меньше размеров частиц феррита никеля. Уменьшение эффективного поля  $H_{\text{эфф}}$  при понижении частоты СВЧ-поля может быть связано с переходом частиц гематита в суперпарамагнитное состояние. Связь между температурой блокировки  $T_B$  и используемой в эксперименте частотой  $f$  дается выражением Нееля–Брауна:  $KV/T_B k_B = \ln(f_m/f)$ , где  $f_m$  — частота релаксации, которая для однодоменных частиц заключена в интервале  $1 \text{ GHz} < f_m < 10^4 \text{ GHz}$ ,  $KV$  — энергия магнитной анизотропии наночастицы,  $k_B$  — постоянная Больцмана. В нашем случае при  $f = 8 \text{ GHz}$ ,  $T_B = 300 \text{ K}$  (комнатная температура). При

частотах выше 8 GHz наночастицы гематита демонстрируют „ферромагнитные“ свойства, при частоте меньше 8 GHz становятся суперпарамагнитными. Возможно и другое объяснение обсуждаемой особенности: при 8 GHz для наночастиц примесной фазы  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  происходит смена механизма поглощения СВЧ-энергии, т. е. данная частота для  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  является релаксационной.

Измерение теплового эффекта  $\Delta T$  мы осуществляли на частоте 8.9 GHz. При данной частоте независимо от размеров исследуемых порошков феррита реализуется резонансный режим поглощения энергии СВЧ-поля  $\alpha \sim 0.1 \ll 1$ . Если в выражении для скорости возрастания температуры ( $dT/dt = h^2\gamma'M_S/4C\rho\alpha$ ) пренебречь зависимостью теплоемкости  $C$  и плотностью  $\rho$  от размера частиц порошков, различия  $dT/dt$  исходных и термообработанных порошков будут определяться исключительно намагниченностью насыщения. Измеренные величины составляют 5 и 34 emu/g при комнатной температуре, что обеспечивает наблюдаемые изменения скорости  $dT/dt$ .

## 5. Заключение

Методом химического осаждения изготовлены порошки феррита никеля  $\text{NiFe}_2\text{O}_4$  размером  $\sim 4 \text{ nm}$ . В результате термообработки при  $T = 700^\circ\text{C}$  в течение 5 h размер порошка увеличился до 63 nm. Методом рентгенофазового анализа показано, что после термообработки в порошках в качестве примеси присутствует фаза  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ . Спектр мессбауэровской спектроскопии (ЯГР) исходных порошков характерен для суперпарамагнитного состояния частиц. Спектр отожженных порошков представляет собой разрешенный секстет, а наряду с фазой шпинели присутствует фаза  $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$  с долей 16%. На спектрах СВЧ-поглощения исходных суперпарамагнитных порошков обнаружено отклонение от линейной зависимости  $\omega_0 = \gamma H$ , которая позволила определить параметр затухания  $\alpha$  и частоту релаксации  $\omega_r = 1.3 \text{ GHz}$ . На наш взгляд при  $\omega_r$  происходит смена режима поглощения СВЧ-энергии. При  $\omega > \omega_r$  осуществляется резонансное поглощение ( $\alpha \sim 0.1 \ll 1$ ). При  $\omega < \omega_r$  действуют релаксационные механизмы поглощения ( $\alpha > 1$ ). Изучены кривые ФМР и зависимости температуры частиц от времени при поглощении энергии СВЧ-поля при частоте 8.9 GHz. Наибольший нагрев изучаемых порошков наблюдается при напряженности постоянного магнитного поля, равной резонансной. Установлено, что максимальная скорость возрастания температуры для отожженного порошка на порядок больше чем для суперпарамагнитного состояния (0.13 и 1.2 K/s соответственно). Обнаруженный эффект определяется намагниченностью изучаемых порошков. Выполненные нами исследования позволяют рекомендовать частицы феррита никеля в качестве объектов для резонансной гипертермии, если решить проблемы

их цитотоксичности и доставки к соответствующим мишеням [25].

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

### Список литературы

- [1] A.C. Камзин, D.S. Nikam, S.H. Pawar. ФТТ **59**, 1, 149 (2017). 10.21883/ftt.2017.01.43966.185.
- [2] M. Peiravi, H. Eslami, M. Ansari, H. Zare-Zardini. J. Indian Chem. Soc. **99**, 1, 100269 (2022). 10.1016/j.jics.2021.100269.
- [3] Seongtae Bae, Sang Won Lee, A. Hirukawa, Y. Takemura, Youn Haeng Jo, Sang Geun Lee. IEEE Trans Nanotechnol. **8**, 1, 86 (2009). 10.1109/TNANO.2008.2007214.
- [4] K. Ohara, T. Moriwaki, K. Nakazawa, T. Sakamoto, K. Nii, M. Abe, Y. Ichiyanagi. AIP Adv. **13**, 2, 025238 (2023). 10.1063/9.0000477.
- [5] W. Wu, Z. Wu, T. Yu, C. Jiang, W.-S. Kim. Sci. Technol. Adv. Mater. **16**, 2, 023501 (2015). 10.1088/1468-6996/16/2/023501.
- [6] M. Shen, H. Cai, X. Wang, X. Cao, K. Li, S.H. Wang, R. Guo, L. Zheng, G. Zhang, X. Shi. Nanotechnology **23**, 10, 105601 (2012). 10.1088/0957-4484/23/10/105601.
- [7] J.-H. Lee, Y. Kim, S.-K. Kim. Sci. Rep. **12**, 1, 5232 (2022). 10.1038/s41598-022-09159-z.
- [8] S. Bae, S.W. Lee, Y. Takemura. Appl. Phys. Lett. **89**, 25, 252503 (2006). 10.1063/1.2420769.
- [9] A. Tomitaka, H. Kobayashi, T. Yamada, M. Jeun, S. Bae, Y. Takemura. J. Phys.: Conf. Ser. 200. Institute of Physics Publishing (2010).
- [10] E. Umut, M. Coşkun, F. Pineider, D. Berti, H. Güngüneş. J. Coll. Interface Sci. **550**, 199 (2019). 10.1016/j.jcis.2019.04.092.
- [11] Ç.E. Demirci Dönmez, P.K. Manna, R. Nickel, S. Aktürk, J. van Lierop. ACS Appl. Mater. Interfaces **11**, 7, 6858 (2019). 10.1021/acsami.8b22600.
- [12] G. Stefanou, D. Sakellari, K. Simeonidis, T. Kalabaliki, M. Angelakeris, C. Dendrinou-Samara, O. Kalogirou. IEEE Trans. Magn. **50**, 12, 1 (2014). 10.1109/TMAG.2014.2345637.
- [13] O.M. Lemine, N. Madkhali, M. Hjiri, N.A. All, M.S. Aida. Ceram. Int. **46**, 18, 28821 (2020). 10.1016/j.ceramint.2020.08.047.
- [14] A.E. Deatsch, B.A. Evans. J. Magn. Mater. **354**, 163 (2014). 10.1016/j.jmmm.2013.11.006.
- [15] A.B. Лебедев. Вестн. Пермского ун-та. Физика, **4**, 14 (2021). 10.17072/1994-3598-2021-4-14-20.
- [16] С.В. Вонсовский. Ферромагнитный резонанс. Явление резонансного поглощения высокочастотного электромагнитного поля в ферромагнитных веществах. Физ.-мат. лит., М. (1961).
- [17] N. Yoshikawa, T. Kato. J. Phys. **43**, 42, 425403 (2010). 10.1088/0022-3727/43/42/425403.
- [18] S. Krupička. Physik der Ferrite und der verwandten magnetischen Oxide. Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden (1973).
- [19] С.В. Столяр, О.А. Ли, Е.Д. Николаева, А.М. Воротынов, Д.А. Великанов, Ю.В. Князев, О.А. Баюков, Р.С. Исхаков, В.Ф. Пьянков, М.Н. Волочаев. ФММ **124**, 2, 182 (2023).
- [20] P. Hernández-Gómez, J.M. Muñoz, M.A. Valente, C. Torres, C. de Francisco. EPJ Web Conf. **40**, 17003 (2013). 10.1051/epjconf/20134017003.
- [21] M.E. Mata-Zamora, H. Montiel, G. Alvarez, J.M. Saniger, R. Zamorano, R. Valenzuela. J. Magn. Mater. **316**, 2, e532 (2007). 10.1016/j.jmmm.2007.03.011.
- [22] R. Valenzuela, S. Ammar, F. Herbst, R. Ortega-Zempolteca. Nanosci. Nanotechnology Lett. **3**, 4, 598 (2011). 10.1166/nml.2011.1207.
- [23] G.V. Kurlyandskaya, S.M. Bhagat, C. Luna, M. Vazquez. J. Appl. Phys. **99**, 10, 104308 (2006). 10.1063/1.2191740.
- [24] V.V. Srinivasu, S.E. Lofland, S.M. Bhagat, K. Ghosh, S. Tyagi. J. Appl. Phys. **86**, 2, 1067 (1999). 10.1063/1.371146.
- [25] S.V. Stolyar, L.A. Chekanova, R.N. Yaroslavtsev, S.V. Komogortsev, Y.V. Gerasimova, O.A. Bayukov, M.N. Volochaev, R.S. Iskhakov, I.V. Garanzha, O.S. Kolovskaya, M.S. Bairmani, T.N. Zamay. J. Phys. Conf. Ser. **1399**, 2, 022026 (2019). 10.1088/1742-6596/1399/2/022026.

Редактор Т.Н. Василевская