

УДК 535.32

О. А. Голованов, Г. С. Макеева, А. А. Ефимов, М. А. Чиркина

## ВЕРОЯТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ МИКРОВОЛНОВОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА В 3D-МАГНИТНЫХ НАНОКОМПОЗИТАХ ИЗ ОПАЛОВЫХ МАТРИЦ<sup>1</sup>

*Аннотация.* Впервые построена вероятностная электродинамическая модель микроволнового ферромагнитного резонанса (ФМР) в 3D-магнитных наноконкомпозитах из опаловых матриц в предположении, что магнитное поле ФМР  $H_r$  (каждой из магнитных наночастиц, находящихся в межсферной полости опаловой матрицы) является случайной величиной с распределением по нормальному закону. Для имитации случайной величины  $H_r$  используется генератор случайных чисел. Получены результаты расчета математического ожидания случайных величин  $\text{Re}\mu^\Sigma$ ,  $\text{Im}\mu^\Sigma$ ,  $\text{Re}\mu_a^\Sigma$ ,  $\text{Im}\mu_a^\Sigma$  (действительной и мнимой частей диагональной  $\mu^\Sigma$  и недиагональной  $\mu_a^\Sigma$  компонент тензора эффективной магнитной проницаемости магнитного 3D-наноконкомпозита на основе опаловой матрицы, содержащего наночастицы  $\text{Ni}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ) на частоте  $f = 26$  ГГц в зависимости от постоянного магнитного поля  $H_0$  при различных значениях параметра диссипации  $\alpha$  магнитных наночастиц и среднеквадратического отклонения  $\sigma$  случайной величины  $H_r$ , определяемых типом структурного упорядочения 3D-наноконкомпозита.

*Ключевые слова:* вероятностная модель, магнитный 3D-наноконкомпозит, ферромагнитного резонанса, опаловая матрица.

*Abstract.* The authors have developed a unique probabilistic model of microwave ferromagnetic resonance (FMR) in 3D magnetic opal nanocomposites taking into account normal distribution of a random value  $H_r$  of FMR magnetic field of nanoparticles. To simulate the random value  $H_r$  the researchers use a random-number generator. The bias field dependences of the expectation values of random values  $\text{Re}\mu^\Sigma$ ,  $\text{Im}\mu^\Sigma$ ,  $\text{Re}\mu_a^\Sigma$ ,  $\text{Im}\mu_a^\Sigma$  (the real and imaginary parts of complex diagonal  $\mu^\Sigma$  and off-diagonal  $\mu_a^\Sigma$  components of the effective permeability tensor for the 3D  $\text{Ni}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ) particles-containing opal nanocomposites were obtained at a frequency  $f = 26$  GHz for different values of damping parameter  $\alpha$  of magnetic nanoparticles and the standard deviation  $\sigma$  of the random value  $H_r$  of the FMR magnetic field, determined by structure types of nanocomposites.

*Key words:* probabilistic model, 3D-magnetic nanocomposite, ferromagnetic resonance, opal matrix.

### Введение

При исследовании 3D-магнитных наноконкомпозитов из опаловых матриц получен целый ряд теоретических и экспериментальных результатов на основе волноводных и резонансных измерений микроволнового ферромагнитного резонанса (ФМР) [1].

<sup>1</sup> Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 12-02-97025-р\_поволжье\_a.

Магнитные и микроволновые свойства наночастиц существенно отличаются от свойств массивного материала. Для них, в частности, характерно влияние вклада поверхности наночастиц в магнитную анизотропию, процессы суперпарамагнитной релаксации [2, 3]. Микроволновые свойства наночастиц, так же как и магнитные, зависят от размера частиц [4]: с уменьшением размера частиц намагнитченность насыщения уменьшается, а остаточная намагнитченность и коэрцитивная сила возрастают [4]. Характеристики линии ФМР, такие как значение поля резонанса, ширина и форма линии, зависят от размера наночастиц [5]. Наличие поверхностной анизотропии вызывает смещение резонансной частоты (резонансного поля) [6]. Величина и знак смещения резонансного поля зависят от ориентации оси наночастицы относительно внешнего постоянного резонансного поля [6].

Микроволновые магнитные свойства ансамблей наночастиц имеют определенную специфику [7, 8] и зависят от способа их получения и структурного состояния. Особенности магнитных свойств ансамбля магнитных частиц объясняются взаимодействиями в ансамбле, одной из причин коллективного поведения системы однодоменных магнитных частиц является их дипольное взаимодействие.

В реальных магнитных нанокompозитах в межсферических пустотах опаловой матрицы магнитные наночастицы имеют геометрические формы, отличные от сфер. Частицы введенных в межсферические пустоты опаловой матрицы магнитных фаз имеют поликристаллическую структуру и характеризуются неправильной формой с размерами от 5 до 70 нм [1]. Магнитные фазы нанокompозита состоят из частиц ферритмагнетика и суперпарамагнитных частиц.

Магнитный нанокompозит состоит из множества случайным образом ориентированных частиц, различающихся величиной и формой, т.е. представляет собой неоднородную и довольно сложную магнитную систему, поэтому ФМР в такой системе заметно отличается от резонанса в монокристаллах. Резонансные спектры ФМР (т.е. зависимости поглощения от поля) характеризуются следующими особенностями: резонансные линии имеют большую ширину, резонансное значение поля смещено относительно его величины в монокристаллах.

Причины этих особенностей следует искать в магнитной анизотропии и внутренних размагничивающих полях, которые вследствие различной ориентации осей частиц по отношению к внутреннему магнитному полю приводят к пространственной неоднородности свободной энергии. Частота ФМР отдельно взятой магнитной частицы зависит от ее геометрической формы, размера и может существенно изменяться от частицы к частице.

В итоге каждая частица имеет свою частоту ФМР. Кроме того, следует учитывать дипольное взаимодействие магнитных моментов отдельных частиц, которое превращает магнитный нанокompозит в систему из большого числа связанных резонаторов. Ширина резонансной кривой магнитного нанокompозита в целом будет определяться суммарными резонансными кривыми магнитных наночастиц и их магнитными потерями. При этом задача нахождения резонансных спектров становится весьма сложной.

Для анализа эффективных электромагнитных параметров 3D-магнитных нанокompозитов из опаловых матриц в целом и для изучения свойств от-

дельных магнитных наночастиц необходимы вероятностные теоретические модели, обеспечивающие адекватную интерпретацию измерений.

### 1. Детерминированная электродинамическая модель

На рис. 1 показана модель магнитного 3D-нанокompозита на основе опаловой матрицы из диэлектрических SiO<sub>2</sub> наносфер, который рассматриваем как квазипериодическую 3D-наноструктуру с геометрическими размерами ячейки  $a, b, c$ .

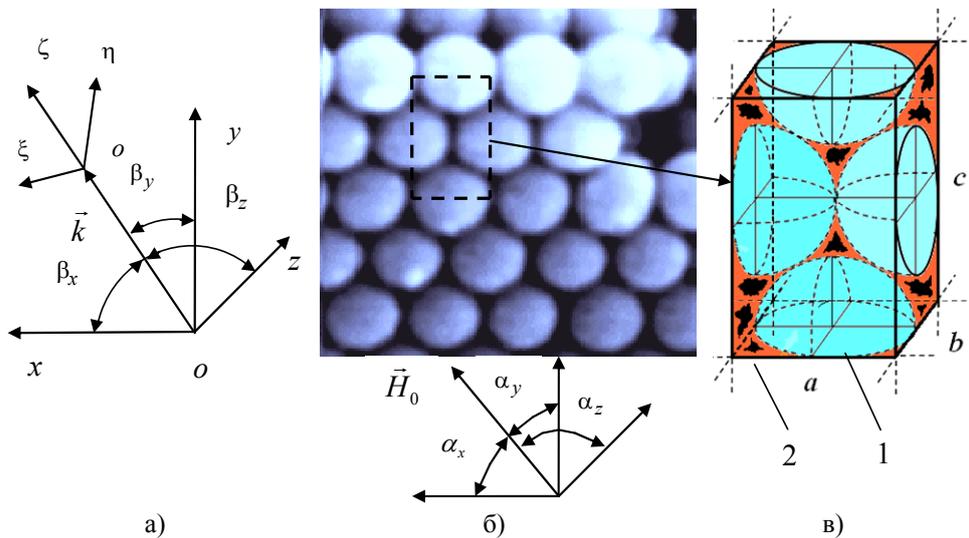


Рис. 1. Модель магнитного 3D-нанокompозита на основе опаловой матрицы:  
 а – направление распространения волнового процесса;  
 б – периодическая 3D-наноструктура и направление внешнего постоянного магнитного поля  $\vec{H}_0$ ; в – моделирование ячейки периодической 3D-наноструктуры автономным блоком с каналами Флоке: 1 – диэлектрические SiO<sub>2</sub> наносферы, 2 – магнитные наночастицы

Электродинамическая модель волновых процессов в магнитных 3D-нанокompозитах строится на основе декомпозиционного подхода [9]. Область 3D-нанокompозита на основе опаловой матрицы (рис. 1,б) расчленяется условными границами на подобласти – автономные блоки с каналами Флоке (ФАБ), содержащие диэлектрические SiO<sub>2</sub> наносферы и внедренные в полости опаловой матрицы магнитные наночастицы (рис. 1,в).

Построение модели магнитного 3D-нанокompозита проводим поэтапно. На каждом из этапов считаем, что число  $N$  магнитных наночастиц сферической геометрии одинакового диаметра  $d$  в октаэдрической полости опаловой матрицы различно ( $N = 1 \dots 5$ ), считая фактор заполнения полости магнитным компонентом постоянной величиной. При этом диаметры  $d$  магнитных наночастиц подбираются так, что суммарный объем заполнения полости магнитным компонентом во всех случаях остается одинаковым.

Введем тензор эффективной магнитной проницаемости магнитного 3D-нанокompозита, который является тензором второго ранга:

$$\tilde{\mu}^{\Sigma} = \begin{pmatrix} \mu^{\Sigma} - i\mu_{\alpha}^{\Sigma} & 0 \\ i\mu_{\alpha}^{\Sigma} & \mu^{\Sigma} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z^{\Sigma} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

и эффективную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon^{\Sigma}$ , являющуюся скалярной величиной.

В этом случае компоненты  $\mu^{\Sigma}$ ,  $\mu_{\alpha}^{\Sigma}$ ,  $\mu_z^{\Sigma}$  тензора эффективной магнитной проницаемости (1) и эффективная диэлектрическая проницаемость  $\varepsilon^{\Sigma}$  определяются из решения системы уравнений:

$$\Gamma_{\Sigma}^{+} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon^{\Sigma} (\mu^{\Sigma} + \mu_{\alpha}^{\Sigma})}, \quad (2a)$$

$$\Gamma_{\Sigma}^{-} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon^{\Sigma} (\mu^{\Sigma} - \mu_{\alpha}^{\Sigma})}, \quad (2б)$$

$$\Gamma_{\parallel}^{\Sigma} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon^{\Sigma} \mu_z^{\Sigma}}, \quad (2в)$$

$$\Gamma_{\perp}^{\Sigma} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon^{\Sigma} \mu_0 \frac{(\mu^{\Sigma})^2 - (\mu_{\alpha}^{\Sigma})^2}{\mu^{\Sigma}}}, \quad (2г)$$

где  $\Gamma_{\Sigma}^{+}$ ,  $\Gamma_{\Sigma}^{-}$  – постоянные распространения продольных правополяризованной и левополяризованной волн, распространяющихся в неограниченной гирромагнитной среде в направлении постоянного поля подмагничивания  $\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}_0$ ;  $\Gamma_{\parallel}$ ,  $\Gamma_{\perp}$  – постоянные распространения поперечных обыкновенной и необыкновенной волн, распространяющихся в направлении, перпендикулярном полю подмагничивания  $\vec{H}_0 = H_0 \vec{x}_0$ ;  $\mu_z = 1$  [10].

Система уравнений (2) относительно неизвестных  $\mu$ ,  $\mu_{\alpha}$ ,  $\varepsilon$  (параметров сплошной гирромагнитной среды) является совместной, т.е., как известно [10], имеет решение, притом единственное. В этом случае искомые значения трех неизвестных  $\mu$ ,  $\mu_{\alpha}$ ,  $\varepsilon$  можно определить из аналитического решения уравнений (2), отбросив одно из уравнений, например уравнение (2в) (при этом единственность решения не нарушается). Для магнитного нанокompозита вводим эффективные электромагнитные параметры  $\mu^{\Sigma}$ ,  $\mu_{\alpha}^{\Sigma}$ ,  $\varepsilon^{\Sigma}$ . Тогда для рассматриваемого случая система уравнений (2) является квазисовместной относительно неизвестных  $\mu^{\Sigma}$ ,  $\mu_{\alpha}^{\Sigma}$ ,  $\varepsilon^{\Sigma}$ .

Квазисовместная система уравнений (2) имеет решение относительно  $\mu^{\Sigma}$ ,  $\mu_{\alpha}^{\Sigma}$ ,  $\varepsilon^{\Sigma}$ , если выполняется условие

$$(\Gamma_{\perp}^{\Sigma})^2 - \frac{2(\Gamma_{\Sigma}^{+})^2(\Gamma_{\Sigma}^{-})^2}{(\Gamma_{\Sigma}^{+})^2 + (\Gamma_{\Sigma}^{-})^2} = 0. \quad (3)$$

В этом случае значения  $\mu^\Sigma$ ,  $\mu_\alpha^\Sigma$ ,  $\varepsilon^\Sigma$  определяются из (2) следующим образом:

$$\begin{cases} \mu^\Sigma = \frac{(\Gamma_\Sigma^+ / k_0)^2 + (\Gamma_\Sigma^- / k_0)^2}{2\varepsilon^\Sigma}, \\ \mu_\alpha^\Sigma = \frac{(\Gamma_\Sigma^+ / k_0)^2 - (\Gamma_\Sigma^- / k_0)^2}{2\varepsilon^\Sigma}, \\ \varepsilon^\Sigma = (\Gamma_\parallel^\Sigma / k_0)^2, \end{cases} \quad (4)$$

где  $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ .

Значения  $\mu^\Sigma$ ,  $\mu_\alpha^\Sigma$ ,  $\varepsilon^\Sigma$ , определенные из решения квазисовместной системы уравнений (2), будут лишь с некоторой точностью удовлетворять условию (3).

На рис. 2 представлены результаты расчета относительной погрешности  $\Delta$  (%) совместной выполнимости условия (3) для  $\Gamma_\Sigma^+$ ,  $\Gamma_\Sigma^-$ ,  $\Gamma_\parallel^\Sigma$ ,  $\Gamma_\perp^\Sigma$  (невязки квазисовместной системы уравнений (2)) в зависимости от относительной величины  $H_0^{\text{отн}} = \frac{H_0 - H_r}{H_r}$ , где  $H_0$  – напряженность внешнего постоянного магнитного поля,  $H_r$  – магнитное поле ферромагнитного резонанса.

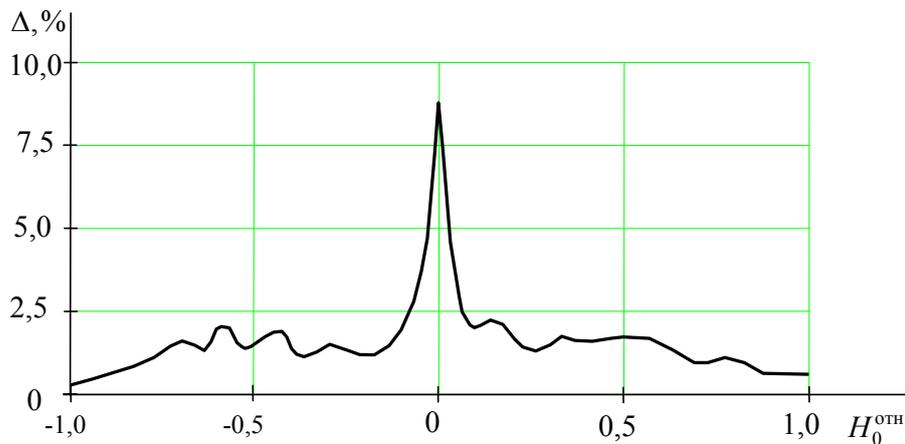


Рис. 2. Относительная погрешность определения эффективных электромагнитных параметров  $\mu^\Sigma$ ,  $\mu_\alpha^\Sigma$ ,  $\varepsilon^\Sigma$  при изменении  $\Gamma_\Sigma^+$ ,  $\Gamma_\Sigma^-$ ,  $\Gamma_\parallel^\Sigma$ ,  $\Gamma_\perp^\Sigma$  в зависимости от относительной величины  $H_0^{\text{отн}}$

По этой точности можно судить о степени правомерности введения предлагаемой модели расчета эффективных электромагнитных параметров  $\mu^\Sigma$ ,  $\mu_\alpha^\Sigma$ ,  $\varepsilon^\Sigma$  для 3D-магнитного нанокомпозита – наноструктурированной гирромагнитной среды как квазисплошной.

На основе развитой методики из характеристического уравнения [11] рассчитаны постоянные распространения продольных  $\Gamma_{\Sigma}^{+}$ ,  $\Gamma_{\Sigma}^{-}$  и поперечных  $\Gamma_{\parallel}$ ,  $\Gamma_{\perp}$  волн (нулевой пространственной гармонике  $\Gamma_0 = \nu$ ), и в результате решения системы уравнений (2) относительно неизвестных  $\mu^{\Sigma}$ ,  $\mu_{\alpha}^{\Sigma}$ ,  $\varepsilon_1^{\Sigma}$  получены комплексные значения эффективных электромагнитных параметров – компонент  $\mu^{\Sigma}$ ,  $\mu_{\alpha}^{\Sigma}$ , тензора эффективной магнитной проницаемости  $\mu_1^{\Sigma}$ ,  $\mu_2^{\Sigma}$  и эффективной диэлектрической проницаемости  $\varepsilon^{\Sigma}$ .

На рис. 3 показаны результаты математического расчета зависимости действительной части  $\text{Re}\mu^{\Sigma}$  диагональной  $\mu^{\Sigma}$  компоненты тензора эффективной магнитной проницаемости 3D-магнитного нанокompозита на основе опаловой матрицы от относительной величины  $H_0^{\text{отн}} = \frac{H_0 - H_r}{H_r}$  постоянного магнитного поля на частоте  $f = 26$  ГГц ( $H_r = 9180$  Э).

Кривые 1–4 на рис. 3 получены при различном числе  $N$  учитываемых в модели магнитных наночастиц сферической геометрии диаметра  $d$ , при этом фактор заполнения полости опаловой матрицы считается постоянной величиной.

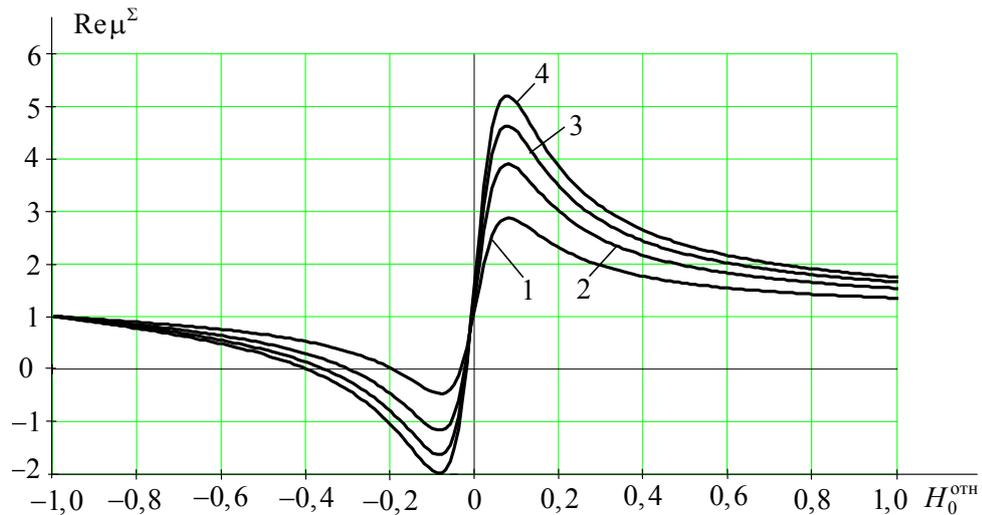


Рис. 3. Расчетные зависимости действительной части  $\text{Re}\mu^{\Sigma}$  диагональной компоненты  $\mu_1^{\Sigma}$  тензора эффективной магнитной проницаемости 3D-нанокompозита на основе опаловой матрицы от относительной величины  $H_0^{\text{отн}}$  постоянного магнитного поля при различном числе  $N$  учитываемых в модели магнитных наночастиц:  $f = 26$  ГГц;  $\text{SiO}_2$  наносферы; магнитные наночастицы  $\text{Ni}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_4$ ; кривые: 1 –  $N = 1$ ,  $d = 50$  нм; 2 –  $N = 3$ ,  $d = 35$  нм; 3 –  $N = 4$ ,  $d = 31$  нм; 4 –  $N = 5$ ,  $d = 29$  нм

Магнитный 3D-наноккомпозит на основе опаловой матрицы из диэлектрических наносфер  $\text{SiO}_2$  (радиус наносфер  $r = 100$  нм, относительные комплексная диэлектрическая и магнитная проницаемости  $\varepsilon_v = 4,6 - 4 \cdot 10^{-4}$ ,  $\mu_v = 1$ ) в модели октаэдрические межсферные полости (рис. 1,в) заполнены  $N$  магнитными наночастицами; материал наночастиц  $\text{Ni}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Fe}_2\text{O}_4$  (намагниченность насыщения  $4\pi M_S = 5000$  Гс, константа обменного взаимодействия  $\mu_0 q = 2,2 \cdot 10^{-9}$  Э·см<sup>2</sup>, параметр диссипации  $\alpha = 0,08$ , комплексная диэлектрическая проницаемость  $\hat{\varepsilon} = 9,5 - i0,3$ ).

Как показывает анализ результатов (рис. 3), при увеличении числа  $N = 1-5$  учитываемых в модели магнитных наносфер с уменьшением их геометрических размеров ( $d = 50-29$  нм) и сокращении расстояния между ними до длины обменного взаимодействия последнее начинает играть доминирующую роль и эффективная магнитная проницаемость наноккомпозита возрастает (кривые 3, 4).

На рис. 4 показаны результаты расчета зависимостей действительной и мнимой частей диагональной  $\mu^\Sigma$  и недиагональной  $\mu_\alpha^\Sigma$  компонент тензора эффективной магнитной проницаемости магнитного 3D-наноккомпозита от относительной величины напряженности внешнего постоянного магнитного поля  $H_0^{\text{отн}} = \frac{H_0 - H_r}{H_r}$ , где для сравнения приведены также экспериментальные зависимости [12]. Параметры наноккомпозита те же, что и на рис. 3, число учитываемых в модели магнитных наночастиц  $N = 5$ .

Эффективная диэлектрическая проницаемость магнитного наноккомпозита практически не изменяется и имеет значение, равное  $\varepsilon_\Sigma = 4,87 - i0,03$ .

Наилучшее совпадение результатов моделирования с экспериментом наблюдается в модели, учитывающей наибольшее из рассмотренных число магнитных наночастиц  $N = 5$  с минимальным диаметром ( $d = 29$  нм).

## 2. Вероятностная модель и результаты расчета компонент тензора эффективной магнитной проницаемости

Теории ФМР в ультрадисперсных средах [14–17] могут быть разделены на две различные группы.

Один подход использует предположение о том, что отдельные частицы можно рассматривать как независимые [14–16]. Влияние окружения проявляется только глобально, посредством определенной модификации индивидуальных резонансных условий частицы. Кривая резонансного поглощения системы определяется как суперпозиция резонансных кривых отдельных частиц. Такой подход, очевидно, оправдан только тогда, когда дипольное взаимодействие между магнитными моментами сравнительно слабо.

Альтернативными являются теории [17], где весь образец рассматривается как единая система. Они применяются в тех случаях, когда дипольное взаимодействие между частицами очень сильно и преодолевает анизотропию. Прецессия возникает сразу во всем образце (отдельные осцилляторы синхронизируются вследствие сильной связи). Магнитная анизотропия, точнее ее вариации от частицы к частице, представляет собой возмущение для такого коллективного прецессионного движения и приводит к тому, что первона-

начально однородная прецессия превращается в неоднородную магнитостатическую прецессию [17]. Поскольку эта ситуация характерна для концентрированных ультрадисперсных систем, имеет смысл ограничиться в нашей модели первым представлением, при котором возможно говорить об индивидуальном резонансе в каждой частице.

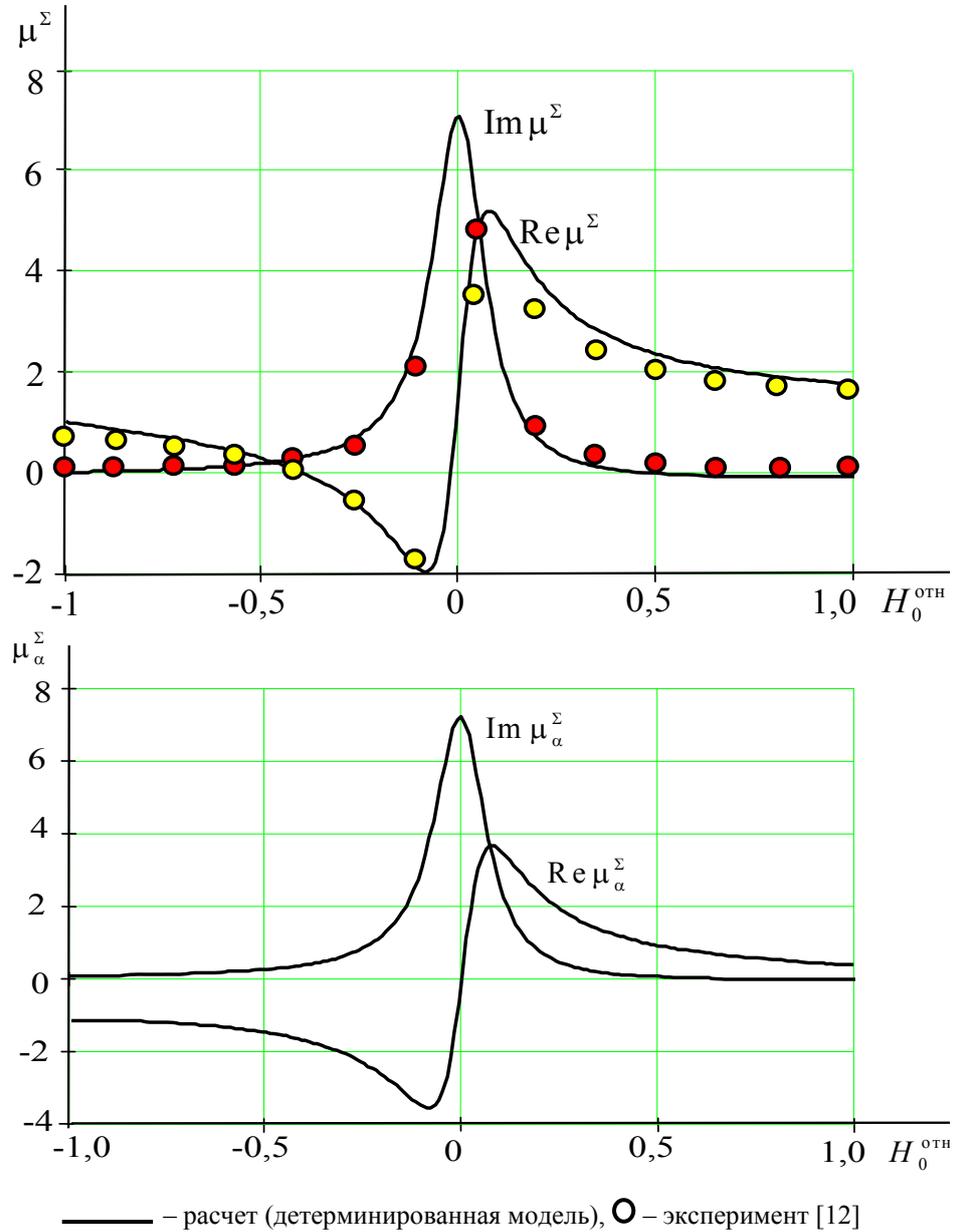


Рис. 4. Зависимости действительной и мнимой частей диагональной  $\mu^\Sigma$  и недиагональной  $\mu_\alpha^\Sigma$  компонент тензора эффективной магнитной проницаемости магнитного 3D-нанокompозита на основе опаловой матрицы, содержащего магнитные наночастицы  $\text{Ni}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Fe}_2\text{O}_4$ , от относительной величины постоянного магнитного поля  $H_0^{\text{OTN}}$ :  $f = 26$  ГГц,  $N = 5$ ,  $d = 29$  нм

Вероятностная модель для определения эффективных значений параметров тензора магнитной проницаемости 3D-нанокompозита, так же как и детерминированная электродинамическая модель, строится на уровне отдельно взятой ячейки периодической структуры.

Вероятностную модель микроволнового ФМР в магнитных 3D-нанокompозитах создаем следующим образом. Полагаем, что магнитное поле ФМР  $H_r$  каждой из магнитных наночастиц, находящихся в межсферной полости ФАБ (рис. 1,в), является случайной величиной. Будем считать, что случайная величина  $H_r$  распределена по нормальному закону [13]:

$$f(H_r) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(H_r - H_r^0)^2}{2\sigma^2}\right),$$

где  $f(H_r)$  – плотность вероятности;  $H_r^0$  – математическое ожидание случайной величины  $H_r$ ;  $\sigma$  – среднеквадратическое отклонение.

Вероятностная модель является имитационной. Используем генератор случайных чисел, распределенных по нормальному закону, для имитации случайной величины  $H_r$  (резонансного магнитного поля  $H_r$  каждой из магнитных наночастиц в полости). Для того чтобы определить реализации случайных функций, в вероятностной модели учитываем распределение случайной величины  $H_r$ , полученное из имитации.

На первом этапе, используя детерминированную электродинамическую модель, определяем компоненты  $\mu^\Sigma$ ,  $\mu_\alpha^\Sigma$  тензора эффективной магнитной проницаемости и диэлектрической проницаемости  $\varepsilon^\Sigma$  3D-магнитного нанокompозита как функции внешнего постоянного магнитного поля.

На втором этапе в вероятностной модели определяем реализации случайных функций  $\mu^\Sigma(H_r)$ ,  $\mu_\alpha^\Sigma(H_r)$ , учитывая нормальное распределение случайной величины  $H_r$ , полученное из имитации. Затем по реализациям случайных функций  $\mu^\Sigma(H_r)$ ,  $\mu_\alpha^\Sigma(H_r)$  определяем математические ожидания [13] случайных величин  $\mu^\Sigma$ ,  $\mu_\alpha^\Sigma$ .

На рис. 5 показаны результаты расчета значений математического ожидания случайных величин  $\text{Re}\mu^\Sigma$ ,  $\text{Im}\mu^\Sigma$ ,  $\text{Re}\mu_\alpha^\Sigma$ ,  $\text{Im}\mu_\alpha^\Sigma$  (действительной и мнимой частей диагональной  $\mu^\Sigma$  и недиагональной  $\mu_\alpha^\Sigma$  компонент тензора эффективной магнитной проницаемости магнитного 3D-нанокompозита) от внешнего постоянного магнитного поля  $H_0$  при различных значениях  $\alpha$  (параметр диссипации магнитных наночастиц) и  $\sigma$  (среднеквадратическое отклонение) случайной величины  $H_r$  (магнитное поле ФМР наночастиц), определяемых типом структурного упорядочения 3D-нанокompозита.

Вероятностная модель построена на базе детерминированной модели (параметры 3D-нанокompозита на основе опаловой матрицы, содержащего наночастицы  $\text{Ni}_{0.7}\text{Zn}_{0.3}\text{Fe}_2\text{O}_4$ , те же, что и на рис. 3), число учитываемых в модели магнитных наночастиц  $N = 4$  ( $d = 31\text{нм}$ ).

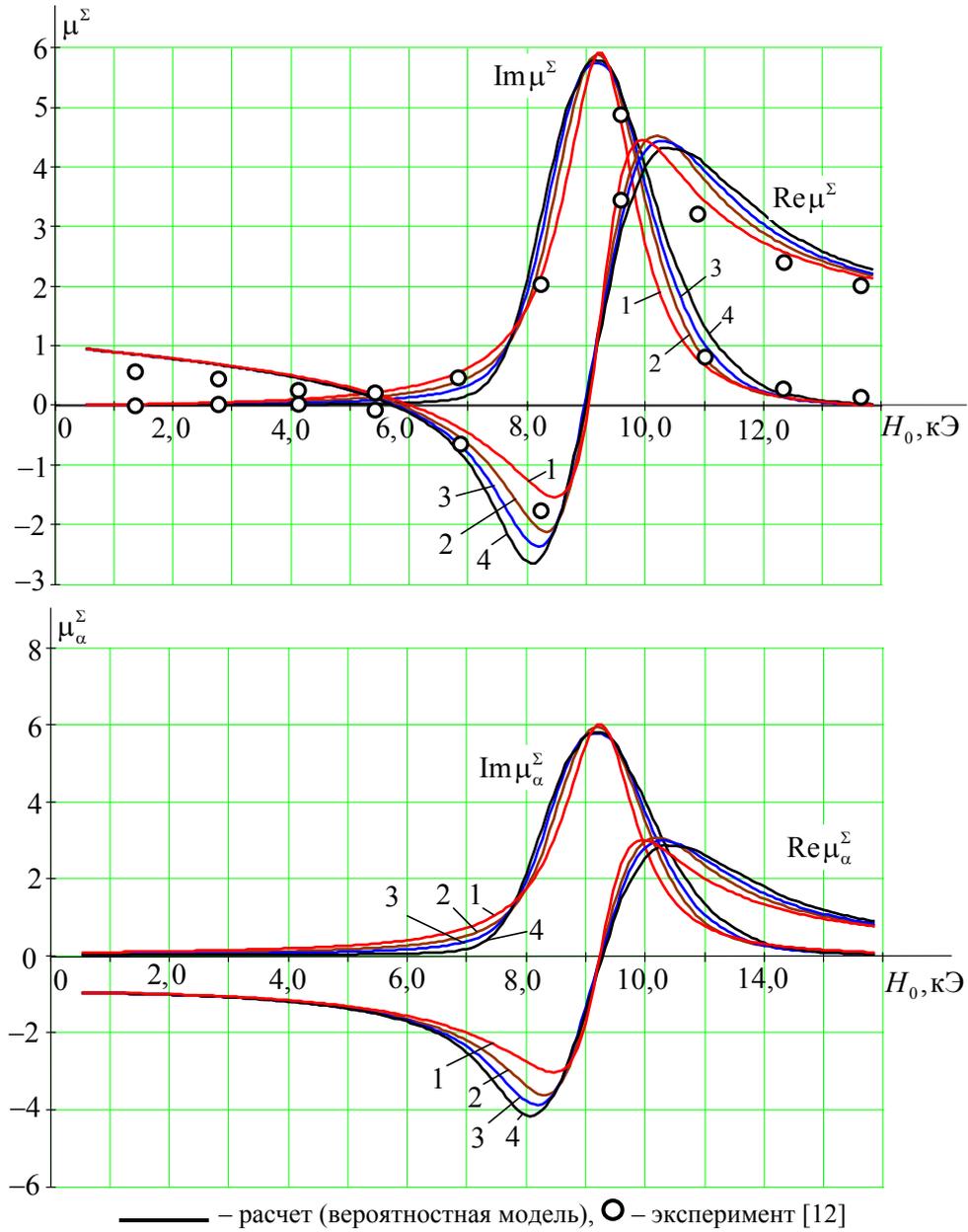


Рис. 5. Зависимости действительной и мнимой частей диагональной  $\mu^\Sigma$  и недиагональной  $\mu_\alpha^\Sigma$  компонент тензора эффективной магнитной проницаемости магнитного 3D-нанокompозита на основе опаловой матрицы, содержащего наночастицы  $\text{Ni}_{0,7}\text{Zn}_{0,3}\text{Fe}_2\text{O}_4$ , от постоянного магнитного поля:  $f = 26$  ГГц,  $N = 4$  ( $d = 31$  нм); кривые: 1 –  $\alpha = 0,08$ ,  $H_r^0 = 9180$  Э,  $\sigma = 0$ ; 2 –  $\alpha = 0,05$ ,  $H_r^0 = 9230$  Э,  $\sigma = 535$  Э; 3 –  $\alpha = 0,03$ ,  $H_r^0 = 9250$  Э,  $\sigma = 722$  Э; 4 –  $\alpha = 0,006$ ,  $H_r^0 = 9270$  Э,  $\sigma = 895$  Э

Расчетные характеристики ФМР, такие как значение поля резонанса, ширина и форма резонансных кривых (рис. 5, кривые 1–4) для всех вышепе-

речисленных случаев расчетных параметров ( $\alpha = 0,08; 0,05; 0,03; 0,06$  и  $\sigma = 0, 535, 722, 893$  Э, соответственно) в достаточной мере согласуются с экспериментом [12]. Однако физические явления, приводящие к такому результату, различны и зависят от структуры магнитных наноконпозитов.

В первом случае (кривая 1 на рис. 5) ширина кривой ФМР обусловлена только достаточно большими магнитными потерями каждой из наночастиц  $\alpha = 0,08$  (при этом  $\sigma = 0$ ). В других случаях (кривые 2–4 на рис. 5) ширина кривых ФМР определяется как магнитными потерями  $\alpha$  наночастиц, так и среднеквадратическим отклонением  $\alpha$ .

Вдали от ФМР ( $H_0 < H_r^0$ ) значения математического ожидания случайных величин  $\text{Im}\mu^\Sigma$ ,  $\text{Im}\mu_\alpha^\Sigma$  (мнимой части диагональной  $\mu^\Sigma$  и недиагональной  $\mu_\alpha^\Sigma$  компонент тензора эффективной магнитной проницаемости, определяющих магнитные потери наноконпозита) (кривые 1–4 на рис. 6) существенно отличаются. Наименьшие магнитные потери имеет наноконпозит со структурой  $\alpha = 0,006$ ,  $H_r^0 = 9270$  Э,  $\sigma = 895$  Э (кривая 4), наибольшие потери – со структурой  $\alpha = 0,08$ ,  $H_r^0 = 9180$  Э,  $\sigma = 0$  (кривая 1). Значения отличаются почти на порядок.

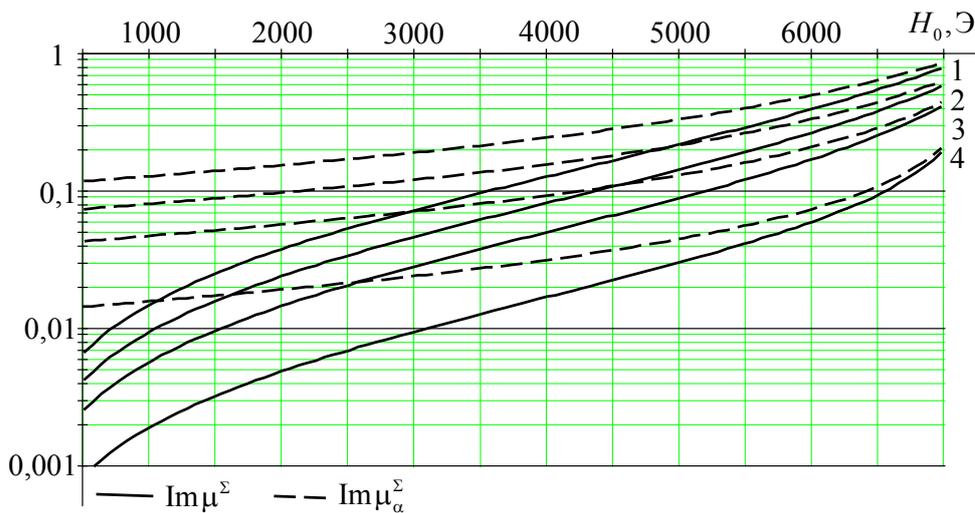


Рис. 6. Магнитные потери 3D-наноконпозитов с различным типом структурного упорядочения в зависимости от постоянного магнитного поля вдали от ФМР:

$f = 26$  ГГц,  $N = 4$  ( $d = 31$  нм); кривые: 1 –  $\alpha = 0,08$ ,  $H_r^0 = 9180$  Э,  $\sigma = 0$ ;

2 –  $\alpha = 0,05$ ,  $H_r^0 = 9230$  Э,  $\sigma = 535$  Э; 3 –  $\alpha = 0,03$ ,  $H_r^0 = 9250$  Э,  $\sigma = 722$  Э;

4 –  $\alpha = 0,006$ ,  $H_r^0 = 9270$  Э,  $\sigma = 895$  Э

Идентифицировать структуру экспериментально полученного магнитного наноконпозита можно по магнитным потерям вдали от ФМР (рис. 6). В работе [12] такие данные отсутствуют, поэтому трудно судить о структуре магнитного наноконпозита, полученного экспериментально.

### **Заключение**

Впервые предложена вероятностная математическая модель, описывающая явление ФМР в 3D-магнитных нанокompозитах из опаловых матриц на электродинамическом уровне строгости. Модель позволяет в приближении эффективной среды рассчитать компоненты тензора эффективной магнитной проницаемости при различных значениях параметра диссипации, характеризующий магнитные потери наночастицы и среднеквадратического отклонения случайной величины магнитного поля ФМР наночастиц, зависящего от структуры магнитного нанокompозита.

Выбранная вероятностная модель ФМР в системе магнитных наночастиц в нанокompозитах действительно оказалась достаточно реалистичной: с ее помощью удастся описать особенности микроволновых свойств 3D-магнитных нанокompозитов из опаловых матриц в области внешних магнитных полей, соответствующих условиям ФМР. Это дает основание надеяться, что полученные зависимости могут быть использованы в качестве ориентира и в исследованиях электродинамических процессов в реальных нанокompозитах.

Предложенная вероятностная математическая модель явления ФМР в нанокompозитах может быть использована для создания компьютерных методов анализа микроволновых свойств новых композиционных магнитных материалов с различным типом структурного упорядочения при создании СВЧ-устройств.

### **Список литературы**

1. **Ринкевич, А. Б.** Магнитный резонанс в опаловых матрицах с 3D-структурой, образованной наночастицами никель-цинкового и марганец-цинкового феррита / А. Б. Ринкевич, В. В. Устинов, М. И. Самойлович и др. // *Высокие технологии в промышленности России (Материалы и устройства функциональной электроники и микрофотоники)* : сб. тр. XIII Междунар. науч.-техн. конф. – М., 2007.
2. **Mitsuteru, I.** Magnetophotonic crystals / I. Mitsuteru // *Proceedings of the MRS Symposium J, Magneto-Optical Materials for Photonics and Recording (Boston)*. – 2004. – November. – P. 32.
3. **Monzon, C.** Three-Dimensional Focusing of Broadband Microwave Beams by a Layered Photonic Structure / C. Monzon, P. Loschialpo, D. Smith et al. // *Phys. Rev. Letters*. – 2006. – V. 96. – P. 207402.
4. **Usadel, K. D.** Ferrite thin films for microwave applications / K. D. Usadel // *J. Magn. & Magn. Mater.* – 2007. – V. 308. – P. 137.
5. **Usadel, K. D.** Temperature-dependent dynamical behavior of nanoparticles as probed by ferromagnetic resonance using Landau-Lifshitz-Gilbert dynamics in a classical spin model / K. D. Usadel // *Phys. Rev.* – 2006. – V. B73. – P. 212405
6. **Shilov, V. P.** Ferromagnetic resonance in ferrite nanoparticles with uniaxial surface anisotropy / V. P. Shilov, J.-C. Bacri, F. Gazeau et al. // *J. Appl. Phys.* – 1999. – V. 85, № 9. – P. 6642–6647.
7. **Shilov, V. P.** Effect of unidirectional anisotropy on the ferromagnetic resonance in ferrite nanoparticles / V. P. Shilov, J.-C. Bacri, F. Gazeau et al. // *Phys. Rev. B*. – 1999. – V. 60. – P. 11902–11905.
8. **Alves, C. R.** Superparamagnetic relaxation evidences large surface contribution for the magnetic anisotropy of MnFe<sub>2</sub>O<sub>4</sub> nanoparticles of ferrofluids. 4th Brazilian MRS

- Meeting, February 2007 / C. R. Alves, R. Aquino, J. Depeyrot et al. // Journal of Materials Science. – 2007. – V. 42. – № 7. – P. 2297–2303.
9. **Нua Su.** Effects of nanocrystalline ferrite particles on densification and magnetic properties of the NiCuZn ferrites / Hua Su, Huaiwu Zhang, Xiaoli Tang, Yingli Liu // J. Mater. Sci. 2007. V.42. p.2849–2853A.
  10. **Никольский, В. В.** Декомпозиционный подход к задачам электродинамики / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М. : Наука, 1983. – 297 с.
  11. **Гуревич, А. Г.** Магнитные колебания и волны / А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков. – М. : Наука, 1994.
  12. **Голованов, О. А.** Электродинамический анализ распространения электромагнитных волн в 3D-магнитных нанокompозитах на основе опаловых матриц / О. А. Голованов, Г. С. Makeeva, М. А. Чиркина // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2010. – № 2. – С. 126–135.
  13. **Ustinov, V. V.** Anomalous magnetic antiresonance and resonance in ferrite nanoparticles embedded in opal matrix / V. V. Ustinov, A. B. Rinkevich, D. V. Perov et al. // Journal of Magnetism and Magnetic Materials. – 2012. – V. 324. – P. 78–82.
  14. **Вентцель, Е. С.** Теория вероятностей / Е. С. Вентцель. – М. : Физматлит, 1962. – 637 с.
  15. **Morrish, A. H.** Ferrimagnetic resonance of iron-oxide micropowders / A. H. Morrish, E. P. Valstyn // J. Phys. Soc. Japan. – 1961. – V. 17. – P. 392–395.
  16. **Valstyn, E. P.** Ferromagnetic resonance of singledomainparticles / E. P. Valstyn, J. P. Hanton, A. H. Morrish // Phys. Rev. – 1962. – V. 128, № 5. – P. 2078–2087.
  17. **Sharma, V. K.** Superparamagnetic effects in the ferromagnetic resonance of silica supported nickel particles / V. K. Sharma, A. Baiker // J. Chem. Phys. – 1981. – V. 75, № 12. – P. 5596–5601.
  18. **Raikher, Yu. L.** Intrinsic magnetic resonance in superparamagnetic systems / Yu. L. Raikher, V. I. Stepanov // Phys. Rev. B. – 1995. – V. 51. – P. 16428–16431.

**Голованов Олег Александрович**

доктор физико-математических наук,  
профессор, заведующий кафедрой  
математики и начертательной геометрии,  
Филиал Военного учебно-научного  
центра Сухопутных войск  
«Общевойсковая академия  
Вооруженных Сил РФ» (г. Пенза)

E-mail: golovanovol@mail.ru

**Golovanov Oleg Alexandrovich**

Doctor of physical and mathematical  
sciences, professor, head of sub-department  
of mathematics and descriptive geometry,  
branch of the Military research and  
educational center of the Land Forces  
“Combined Arms Academy of the Armed  
Forces of the Russian Federation” (Penza)

**Makeeva Галина Степановна**

доктор физико-математических наук,  
профессор, кафедра радиотехники  
и радиоэлектронных систем, Пензенский  
государственный университет

E-mail: radiotech@pnzgu.ru

**Makeeva Galina Stepanovna**

Doctor of physical and mathematical  
sciences, professor, sub-department of radio  
engineering and radio electronic systems,  
Penza State University

**Чиркина Марина Александровна**

кандидат технических наук, доцент,  
кафедра прикладной математики  
и информатики, Пензенский  
государственный архитектурно-

**Chirkina Marina Alexandrovna**

Candidate of engineering sciences,  
associate professor, sub-department  
of applied mathematics and informatics,  
Penza State University of Architecture

строительный университет

and Construction

E-mail: chm-77@mail.ru

***Ефимов Алексей Андреевич***

адъюнкт, кафедра радиотехнических систем, Филиал Военного учебно-научного центра Сухопутных войск «Общевойсковая академия Вооруженных сил РФ» (г. Пенза)

***Efimov Aleksey Andreevich***

Postgraduate student, sub-department of radioengineering systems, branch of the Military research and educational center of the Land Forces "Combined Arms Academy of the Armed Forces of the Russian Federation" (Penza)

E-mail: renegat555@yahoo.com

---

УДК 535.32

**Голованов, О. А.**

**Вероятностная модель микроволнового магнитного резонанса в 3D-магнитных нанокompозитах из опаловых матриц / О. А. Голованов, Г. С. Макеева, А. А. Ефимов, М. А. Чиркина // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2012. – № 2 (22). – С. 195–208.**