

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН
В АНИЗОТРОПНЫХ НАНОСТРУКТУРНЫХ МАТЕРИАЛАХ
НА ОСНОВЕ 3D-РЕШЕТОК МАГНИТНЫХ НАНОПРОВОЛОК
В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ¹**

Аннотация. *Актуальность и цели.* Магнитные нанокompозиты на основе ферромагнитных нанопроволок, имеющие высокую намагниченность насыщения, низкие потери, более высокие рабочие и резонансные частоты в сравнении с классическими ферритами, представляют значительный интерес для создания магнитоуправляемых микроволновых устройств. Целью данной работы является теоретическое исследование на основе математического моделирования электродинамического уровня строгости распространения электромагнитных волн и их взаимодействия с анизотропными наноструктурными материалами на основе 3D-решеток ферромагнитных нанопроволок в условиях магнитного резонанса в микроволновом диапазоне. *Материалы и методы.* Разработана математическая модель распространения электромагнитных волн в анизотропных наноструктурных материалах на основе периодических 3D-решеток ориентированных углеродных нанотрубок с магнитными наночастицами, базирующаяся на решении характеристического уравнения для определения постоянных распространения волн, используя разработанный вычислительный алгоритм расчета матрицы проводимости автономных блоков с каналами Флоке. *Результаты.* Получены результаты электродинамического расчета действительной и мнимой частей комплексных коэффициентов распространения продольных (правополяризованной и левополяризованной) и поперечных (обыкновенной и необыкновенной) волн (нулевой пространственной гармоники), распространяющихся в 3D-решетках ферромагнитных нанопроволок (материал Fe и $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$) в зависимости от величины и ориентации постоянного магнитного поля на частотах $f = 9,375$ ГГц и $f = 26$ ГГц. *Выводы.* Показано, что эффективное управление частотной дисперсией электромагнитных волн, распространяющихся в анизотропных наноструктурных материалах на основе 3D-решеток ферромагнитных нанопроволок, может осуществляться действием внешнего магнитного поля (при изменении направления и величины вектора напряженности постоянного магнитного поля, взаимной ориентации постоянного и высокочастотного магнитных полей, ориентации вектора к оси нанопроволок), а также изменением размеров и формы нанопроволок и геометрии решеток в условиях магнитного резонанса в микроволновом диапазоне.

Ключевые слова: магнитный нанокompозит, анизотропный наноструктурный материал, ферромагнитные нанопроволоки, характеристическое уравнение, автономные блоки.

О. А. Golovanov, G. S. Makeeva, D. N. Shirshikov, G. G. Gorlov

**MATHEMATICAL MODELLING OF ELECTROMAGNETIC WAVE
PROPAGATION IN ANISOTROPIC NANOSTRUCTURED
MATERIALS ON THE BASIS OF 3D- LATTICES
OF MAGNETIC NANOWIRES IN THE MICROWAVE RANGE**

¹ Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 12-02-97025-р_поволжье_.

Abstract. *Background.* Magnetic nanocomposites based on ferromagnetic nanowires having high saturation magnetization, low loss, higher performance and resonance frequency in comparison with the classical ferrites are of considerable interest to create magnetically controlled microwave devices. The aim of this paper is a theoretical study of the electrodynamic level of propagation strictness of electromagnetic waves and their interaction with anisotropic nanostructured materials based on 3D-lattices of ferromagnetic nanowires under magnetic resonance in the microwave range in terms of mathematical modeling. *Materials and methods.* A mathematical model of the electromagnetic wave propagation in anisotropic nanostructured materials based on periodic 3D-lattices of oriented carbon nanotubes with magnetic nanoparticles, relying on the characteristic equation solution for the determination of wave propagation constants using the developed computational algorithm for calculating the conductivity matrix of autonomous blocks with Floquet channels is worked out. *Results.* The results of the electrodynamic calculation of the real and imaginary parts of the complex indexes of longitudinal (right- and left-polarized) and transverse (ordinary and extraordinary) waves (of zero spatial harmonics) propagating in 3D-lattices of ferromagnetic nanowires (Fe and $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ material) depending on the size and orientation of the constant magnetic field at frequencies $f = 9,375$ GHz and $f = 26$ GHz are obtained. *Conclusions.* It is shown that the effective management of the frequency dispersion of electromagnetic waves propagating in anisotropic nanostructured materials based on 3D-lattices of ferromagnetic nanowires can be carried out through an external magnetic field (while changing the direction and magnitude of the constant magnetic field intensity vector, the mutual orientation of the permanent and high-frequency magnetic fields, the vector orientation to the nanowire axis), and also through the change of the nanowire size and shape and geometry of the lattices under magnetic resonance in the microwave range.

Key words: magnetic nanocomposite, anisotropic nanostructured material, ferromagnetic nanowires, the characteristic equation, self-contained units.

Введение

Массивы ориентированных металлических нанопроволок представляют значительный интерес как для изучения магнитного упорядочения в гетерогенных системах, так и с прикладной точки зрения как возможные материалы для создания микроволновых приборов и устройств, сенсоров и элементов запоминающих устройств.

Преимуществами магнитных нанокompозитов на основе ферромагнитных нанопроволок в сравнении с классическими ферритами являются высокая намагниченность насыщения, низкие потери, более высокие резонансные и рабочие частоты [1]. Один из способов управления физическими свойствами таких нанокompозитов – это действие магнитного поля на ферромагнитные нанопроволоки. Основное внимание привлекает область частот и магнитных полей вблизи условий ферромагнитного резонанса (ФМР), что создает предпосылки использования этого класса материалов в магнитноуправляемых устройствах СВЧ: циркуляторах, вентилях, фазовращателях, аттенюаторах [2–4], а также антеннах СВЧ [5].

1. Математическая модель

Математическая модель базируется на решении краевой задачи дифракции для системы уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \vec{H}(t) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} + \sigma \vec{E}(t), \quad \operatorname{rot} \vec{E}(t) = - \frac{\partial \vec{B}(t)}{\partial t} \quad (1)$$

совместно с уравнением движения вектора намагниченности в форме Ландау – Лифшица [6]

$$\frac{d\vec{M}(t)}{dt} = -\gamma (\vec{M}(t) \times \vec{H}_{\text{эф}}(t)) + \omega_r (\chi_0 \vec{H}(t) - \vec{M}(t)) \quad (2)$$

и дополненной электродинамическими граничными условиями. Здесь $\vec{E}(t), \vec{H}(t)$ – векторы напряженности электрического и магнитного полей; $\vec{B}(t)$ – вектор магнитной индукции; ϵ_r – относительная диэлектрическая проницаемость среды; σ – электропроводность среды; ϵ_0 – электрическая постоянная; $\vec{M}(t)$ – вектор намагниченности среды; $\vec{H}_{\text{эф}}(t) = \vec{H}(t) + \vec{H}_q(t)$ – суммарное эффективное поле, включающее поле обменного взаимодействия

$$\vec{H}_q(t) = q \nabla^2 \vec{M}(t),$$

где $q = \frac{2A}{\mu_0 M_s}$ (A – константа обменного взаимодействия, M_s – намагниченность насыщения, μ_0 – магнитная постоянная); γ – гиромагнитное отношение; ω_r – частота релаксации; χ_0 – статическая восприимчивость.

Геометрия задачи – направление распространения волнового процесса и модель анизотропного наноструктурного материала на основе периодических 3D-решеток ориентированных магнитных нанопроволок, который рассматриваем как квазипериодическую 3D-наноструктуру с геометрическими размерами ячейки a, b, c , – показана на рис. 1.

Электродинамическая модель волновых процессов в магнитном 3D-нанокompозите строится на основе декомпозиционного подхода [7].

Область анизотропного наноструктурного материала на основе периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок (рис. 1, б) расчленяется условными границами на подобласти – автономные блоки с каналами Флоке (ФАБ) [8], содержащие магнитную нанопроволоку (рис. 1, в).

Элементарную ячейку периодической 3D-нанорешетки (рис. 1, б) с геометрическими размерами a, b, c , содержащую магнитную нанопроволоку радиуса r и длиной l , представим в виде ФАБ с магнитным нановключением (рис. 1, в). Магнитные нанопроволоки находятся между входными сечениями S_1, S_2 ФАБ (рис. 1, в), рассматриваемого как волноводный трансформатор [7]. На сечениях S_1, S_2 введены локальные системы координат.

Сложная структура анизотропного наноструктурного материала требует определения дескриптора ФАБ (рис. 1, в), содержащего магнитную нанопроволоку. Дескриптор (в линейном приближении в виде матрицы рассеяния $\mathbf{R}$ или проводимости $\mathbf{Y}$) ФАБ, содержащих магнитные нанопроволоки, определяем из решения краевой задачи дифракции проекционным методом Галеркина [7].

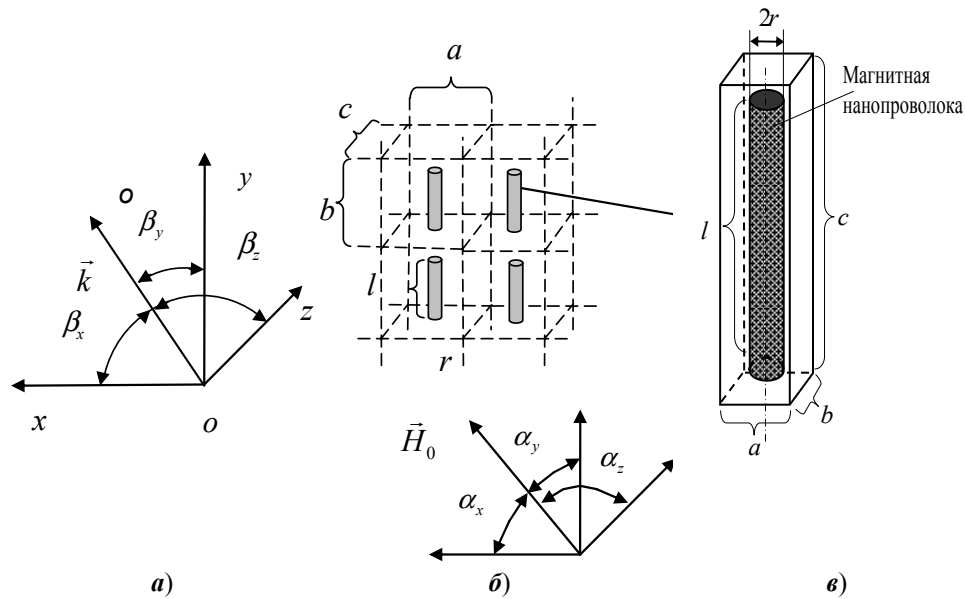


Рис. 1. Модель анизотропного наноструктурного материала на основе периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок: **a** – направление распространения волнового процесса с волновым вектором $\vec{k}$; **b** – периодическая 3D-наноструктура и ориентация внешнего постоянного магнитного поля $\vec{H}_0$; **v** – моделирование ячейки периодической 3D-наноструктуры автономным блоком с каналами Флоке; a, b, c – геометрические размеры ячейки ФАБ

2. Распространение продольных и поперечных волн в периодических 3D-решетках ориентированных ферромагнитных нанопроволок в условиях ферромагнитного резонанса в миллиметровом диапазоне

Методом ФАБ проведено математическое моделирование распространения электромагнитных волн в анизотропных наноструктурных материалах на основе периодических 3D-решеток ориентированных магнитных нанопроволок в условиях ФМР в миллиметровом диапазоне.

Математическая модель распространения электромагнитных волн в периодических 3D-решетках ориентированных магнитных нанопроволок базируется на решении характеристического уравнения [9] для определения постоянных распространения волн Γ_n :

$$\Delta(\Gamma_n) = \left| Y_{AA} - H^{-1} \cdot Y_{BA} + Y_{AB} \cdot H - H^{-1} \cdot Y_{BB} \cdot H \right| = 0, \quad (3)$$

где $\Delta(\Gamma_n)$ – определитель матрицы; $Y_{AA}, Y_{BA}, Y_{AB}, Y_{BB}$ – клетки матрицы проводимости Y ФАБ (27), $Y = \begin{pmatrix} Y_{AA} & Y_{AB} \\ Y_{BA} & Y_{BB} \end{pmatrix}$ (A, B – индексы входных сечений ФАБ S_1, S_2, S_3 и S_4, S_5, S_6 соответственно); $H = \begin{pmatrix} h_x & 0 & 0 \\ 0 & h_y & 0 \\ 0 & 0 & h_z \end{pmatrix}$ – диаго-

нальная матрица с элементами $h_{x(lj)} = -i\delta_{lj}\Gamma_n a \cos\beta_x$, $h_{y(lj)} = -i\delta_{lj}\Gamma_n b \cos\beta_y$, $h_{z(lj)} = -i\delta_{lj}\Gamma_n c \cos\beta_z$; $\beta_x, \beta_y, \beta_z$ – направление распространения волнового процесса (рис. 2,а).

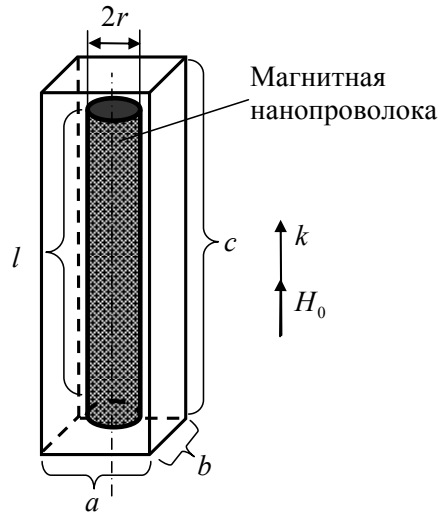


Рис. 2. Продольные волны: моделирование элементарной ячейки периодической 3D-наноструктуры автономным блоком с каналами Флоке; k – волновой вектор продольной волны основного типа; H_0 – внешнее постоянное магнитное поле

На основе характеристического уравнения (3) и разработанного вычислительного алгоритма расчета матрицы проводимости Y ФАБ проведен электродинамический расчет комплексных коэффициентов распространения Γ_0 (нулевой пространственной гармоники) продольных (правополяризованной и левополяризованной) и поперечных (обыкновенной и необыкновенной) волн, распространяющихся в периодических 3D-решетках ориентированных ферромагнитных металлических нанопроволок в зависимости от напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 на частоте $f = 26$ ГГц.

Материал нанопроволок $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ (намагниченность насыщения $4\pi M_s = 15356$ Гс, константа обменного взаимодействия $A = 1,5 \times 10^{-9}$ Э см², параметр диссипации $\alpha = 0,005$); период решетки $a = b = 76$ нм, $c = 550$ нм. Вектор поля подмагничивания H_0 направлен вдоль оси нанопроволок (рис. 1,б).

Результаты электродинамического расчета действительной и мнимой частей комплексных коэффициентов распространения Γ_Σ^+ , Γ_Σ^- правополяризованной и левополяризованной волн (нулевой пространственной гармоники), распространяющихся в периодической 3D-решетке ориентированных магнитных нанопроволок с продольным подмагничиванием (рис. 2), в зависимости от величины напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 на частоте $f = 26$ ГГц показаны на рис. 3.

Как следует из результатов расчета (рис. 3), положение резонансного пика мнимой части комплексного коэффициента распространения $\text{Im}\Gamma_0$

(максимум резонансного поглощения) правополяризованной волны определяется значением напряженности внешнего постоянного магнитного поля $H_{0\text{рез}}$, которое отличается от ФМР в сплошной ферромагнитной среде [6]:

$$\omega_0 / \gamma = H_0$$

(на частоте $f = 26$ ГГц магнитный резонанс в неограниченной гиромагнитной среде наблюдается при $H_{0\text{рез}} = 9248$ Э) и соответствует собственной частоте ФМР однородного типа прецессии намагниченности 3D-решетки магнитных нанопроволок при продольном подмагничивании.

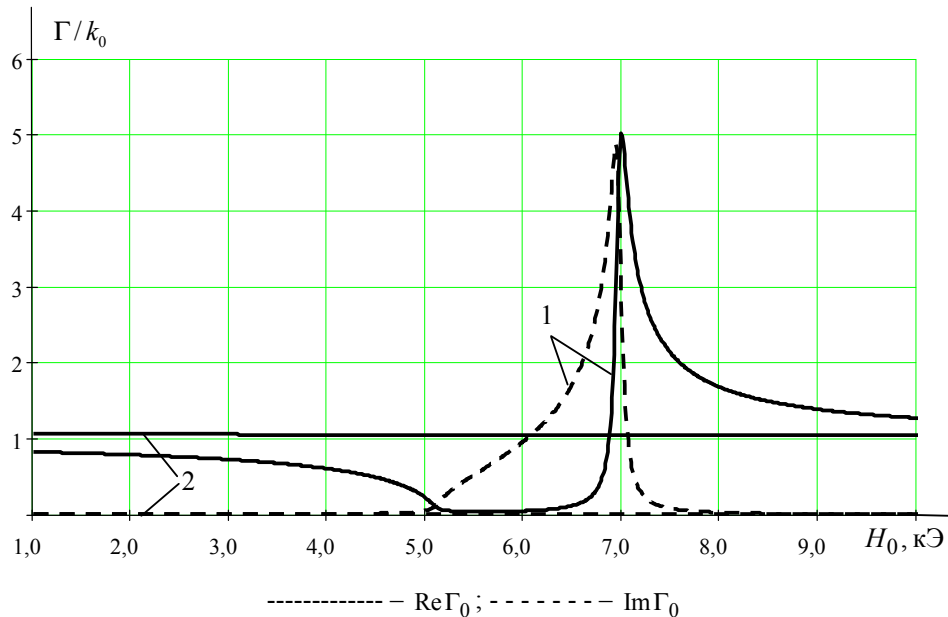


Рис. 3. Зависимости действительной и мнимой частей комплексных коэффициентов распространения Γ_0 правополяризованной и левополяризованной волн в периодических 3D-решетках ориентированных магнитных нанопроволок от величины внешнего постоянного магнитного поля H_0 : материал нанопроволок $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ ($4\pi M_s = 15356$ Гс, $\alpha = 0,005$, $\sigma = 1,0 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $A = 1,5 \cdot 10^{-9}$ Э) $2r = 25$ нм, $l = 500$ нм, $a = b = 76$ нм, $c = 525$ нм; $f = 26$ ГГц; кривые: 1 – правополяризованная волна; 2 – левополяризованная волна

Результаты электродинамического расчета действительной и мнимой частей комплексного коэффициента распространения Γ_0 квазиобыкновенной волны, распространяющейся в периодических 3D-решетках ориентированных магнитных нанопроволок с поперечным подмагничиванием (рис. 4), в зависимости от величины напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 на частоте $f = 26$ ГГц показаны на рис. 5.

Из результатов расчета (рис. 5) следует, что положение резонансного пика мнимой части комплексного коэффициента распространения Γ_0 квазиобыкновенной волны определяется значением напряженности внешнего

постоянного магнитного поля $H_{0\text{рез}}$, которое отличается от поперечного ФМР в сплошной ферромагнитной среде [6]

$$\omega_{\perp} = \gamma H_0 \sqrt{1 + \frac{4\pi M_0}{H_0}}$$

(на частоте $f = 26$ ГГц поперечный ФМР в неограниченной гиромагнитной среде наблюдается при $H_0 = 4342$ Э) и соответствует собственной частоте ФМР однородного типа прецессии намагниченности периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок при поперечном подмагничивании.

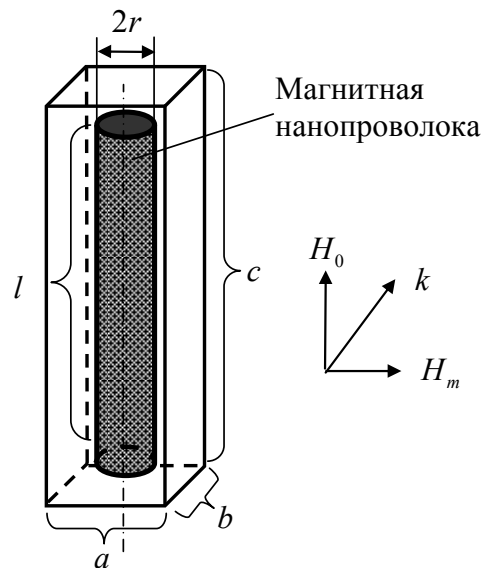


Рис. 4. Поперечные волны: моделирование элементарной ячейки периодической 3D-наноструктуры автономным блоком с каналами Флоке; k – волновой вектор поперечной волны основного типа; H_0 – вектор напряженности внешнего постоянного магнитного поля; H_m – вектор напряженности магнитного поля волны

3. Зависимость комплексных коэффициентов распространения волн от ориентации внешнего постоянного магнитного поля к оси магнитных нанопроволок

Результаты электродинамического расчета действительной и мнимой частей комплексного коэффициента распространения Γ_0 квазиобыкновенной волны (нулевой пространственной гармоники), распространяющейся в периодической 3D-решетке ориентированных ферромагнитных нанопроволок в направлении, перпендикулярном H_0 , при изменении ориентации вектора H_0 относительно оси вертикально ориентированных нанопроволок (рис. 1, б), в зависимости от направления и величины напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 на частоте $f = 26$ ГГц показаны на рис. 6.

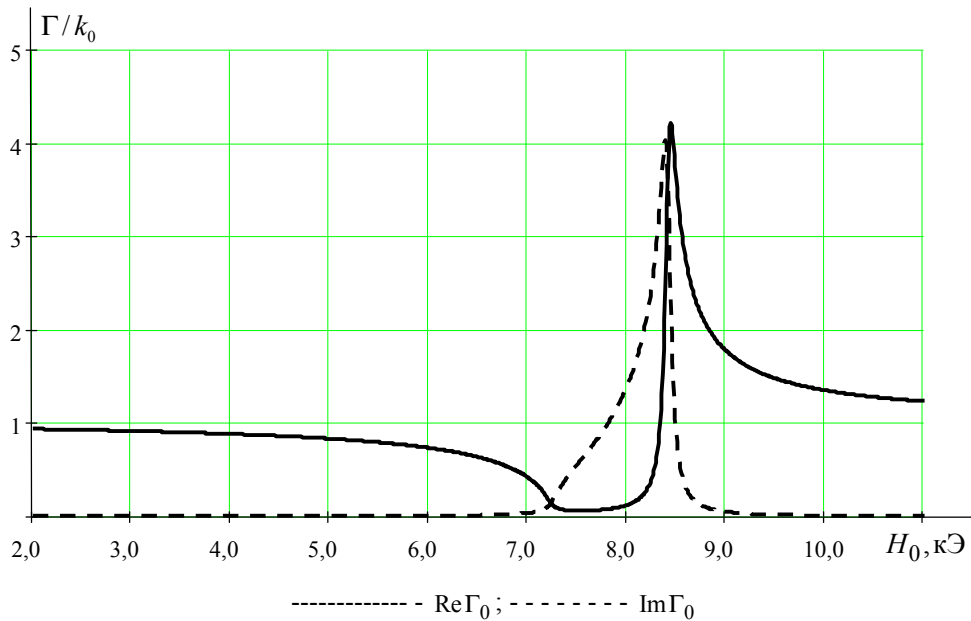


Рис. 5. Зависимости действительной и мнимой частей комплексного коэффициента распространения Γ_0 квазиобыкновенной волны в периодических 3D-решетках ориентированных магнитных нанопроволок от величины внешнего постоянного магнитного поля H_0 : материал нанопроволок $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ ($4\pi M_s = 15356$ Гс, $\alpha = 0,005$, $\sigma = 1,0 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $A = 1,5 \times 10^{-9}$ Э) $2r = 25$ нм, $l = 500$ нм, $a = b = 76$ нм, $c = 525$ нм; $f = 26$ ГГц

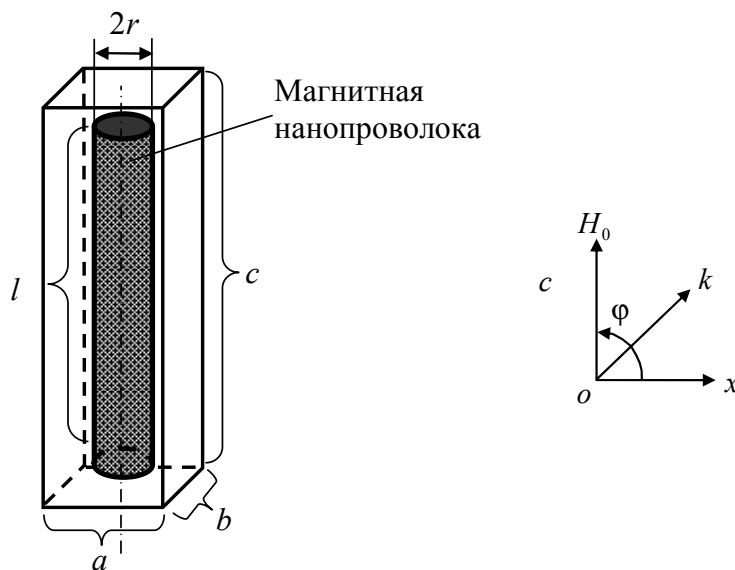


Рис. 6. Моделирование элементарной ячейки периодической 3D-наноструктуры автономным блоком с каналами Флоке при изменении ориентации вектора H_0 относительно оси нанопроволок; k – волновой вектор продольной волны основного типа; H_0 – внешнее постоянное магнитное поле

Магнитный 3D-нанокомпозит (рис. 1) состоит из 3D-решетки ферромагнитных нанопроволок (радиус $2r = 50$ нм, длина $l = 500$ нм); материал – железо Fe с параметрами: константа обменного взаимодействия $A = 2,2 \cdot 10^{-9}$ Э · см²; проводимость $\sigma = 1,03 \cdot 10^5$ Ом⁻¹ · см⁻¹; параметр диссипации $\alpha = 0,0023$; намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 21580$ Гс; фактор заполнения ФАБ магнитным компонентом Fe 10 % ($p = 0,1$); размеры элементарной ячейки периодической 3D-решетки (рис. 1, в): $a = b = 256$ нм, $c = 550$ нм.

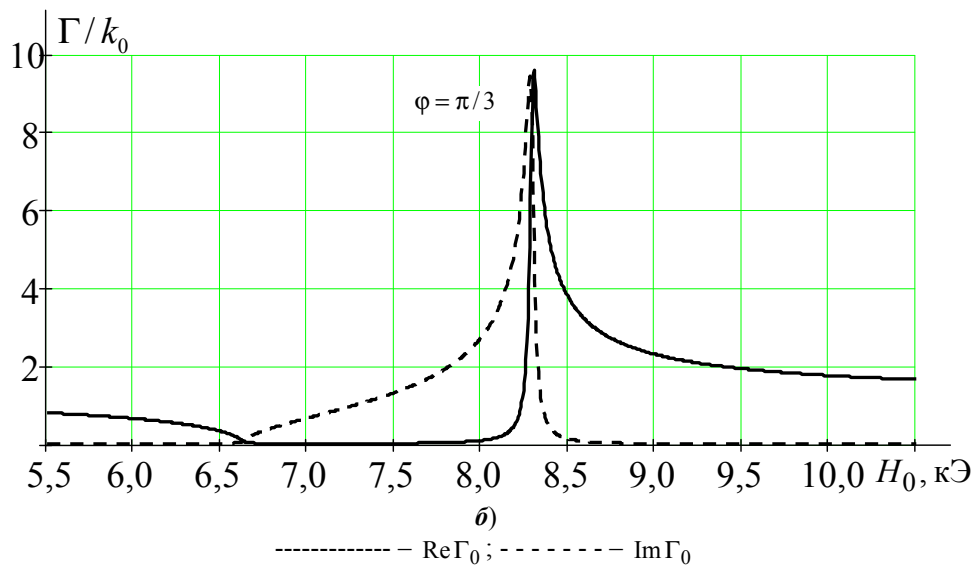
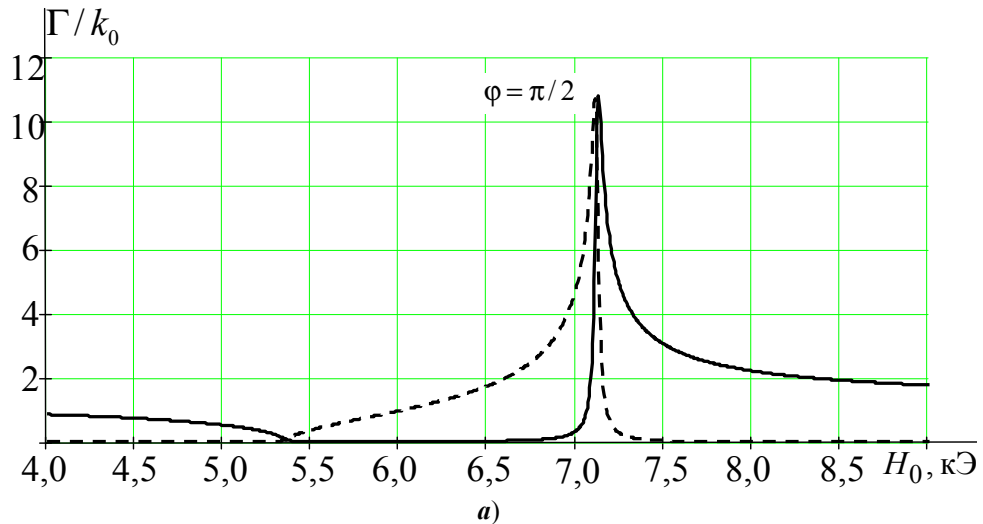


Рис. 7. Зависимости действительной и мнимой частей комплексного коэффициента распространения Γ_0 квазиобыкновенной волны в 3D-решетке ориентированных ферромагнитных нанопроволок от внешнего постоянного магнитного поля H_0 : материал нанопроволок Fe ($A = 2,2 \cdot 10^{-9}$ Э · см²; $\sigma = 1,03 \cdot 10^5$ Ом⁻¹ · см⁻¹; $\alpha = 0,0023$; намагниченность $4\pi M_0 = 21580$ Гс; фактор заполнения ФАБ магнитным компонентом Fe 10 %; а – $\varphi = \pi/2$; б – $\varphi = \pi/3$; в – $\varphi = \pi/6$; з – $\varphi = 0$ (см. также с. 179)

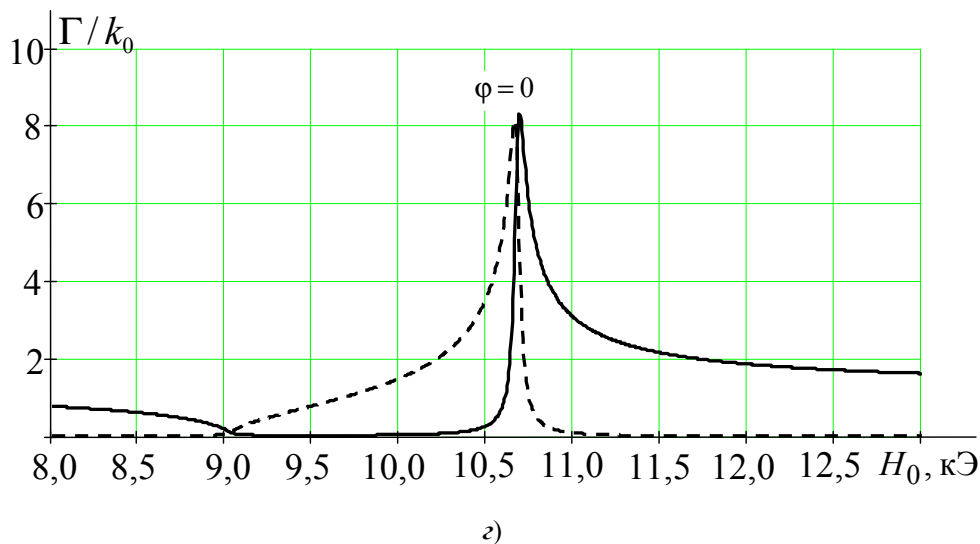
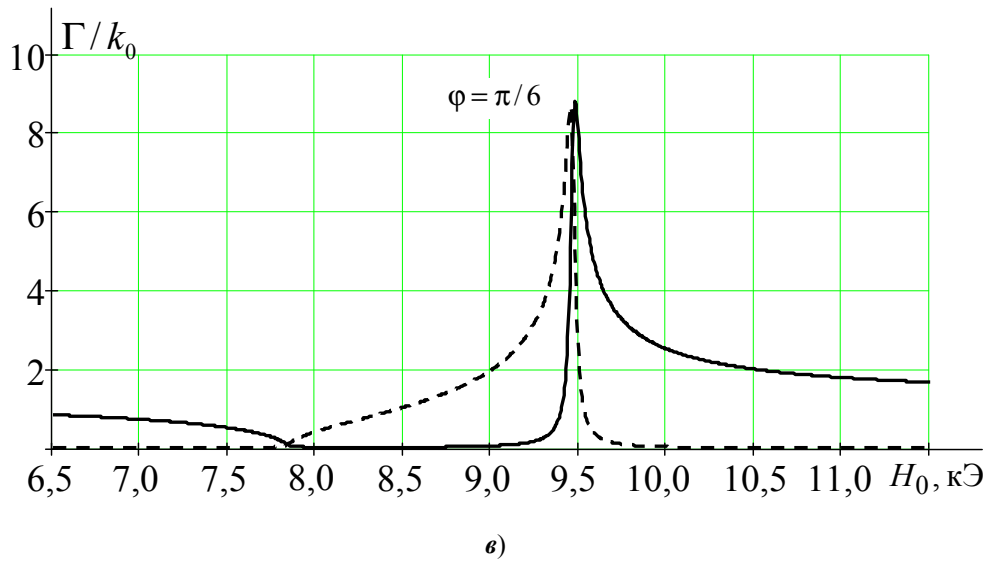


Рис. 7. Окончание

Из графиков на рис. 7 следует, что положение и ширина резонансного пика мнимой части комплексного коэффициента распространения Γ_0 квази-необыкновенной волны изменяется при изменении ориентации вектора H_0 относительно оси магнитных нанопроволок.

Резонансное значение напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 при ориентации вектора H_0 перпендикулярно ($\varphi = \pi/2$ на рис. 6) к оси магнитных нанопроволок существенно увеличивается в сравнении со случаем ориентации вектора H_0 параллельно ($\varphi = 0$ на рис. 6) оси нанопроволок (см. графики на рис. 7, а, б). Это объясняется тем, что при изменении ориентации вектора напряженности постоянного магнитного поля H_0 относительно оси нанопроволок собственная частота ФМР однородного типа прецессии намагниченности 3D-решетки магнитных нанопроволок изменяется

в пределе от собственной резонансной частоты продольно намагниченного цилиндра [6]

$$\frac{\omega_0}{\gamma} = (H_0 + 2\pi M_0)$$

до собственной резонансной частоты поперечно намагниченного цилиндра [6]

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = H_0(H_0 - 2\pi M_0)$$

в случае магнитной нанорешетки с малой плотностью упаковки (при расстояниях между магнитными нанопроволоками диаметром $2r = 25$ нм больших, чем $a > 340$ нм).

Из анализа результатов математического моделирования (рис. 3, 5, 7) следует, что характер распространения электромагнитных волн в анизотропной наноструктурированной среде – периодической 3D-решетке ориентированных ферромагнитных нанопроволок – в микроволновом диапазоне существенно зависит от величины и направления вектора напряженности постоянного магнитного поля H_0 , взаимной ориентации постоянного H_0 и высокочастотного H_m полей, ориентации нанопроволок, соотношения геометрических размеров нанопроволок и периода решетки.

4. Электродинамический расчет эффективной магнитной проницаемости нанокомпозита на основе 3D-решеток магнитных нанопроволок при продольном и поперечном подмагничивании

Определим эффективную магнитную проницаемость анизотропной наноструктурированной среды на основе 3D-решетки магнитных нанопроволок.

Для гиромангнитной наноструктурированной среды – 3D-решетки магнитных нанопроволок с продольным подмагничиванием – введем тензор эффективной магнитной проницаемости [9]

$$\vec{\mu} = \begin{vmatrix} \mu^\Sigma & i\mu_a^\Sigma & 0 \\ -i\mu_a^\Sigma & \mu^\Sigma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (4)$$

и эффективную диэлектрическую проницаемость ϵ^Σ , являющуюся скалярной величиной (эффективная диэлектрическая проницаемость $\epsilon^\Sigma = 1$ в случае, если 3D-решетка магнитных нанопроволок находится немагнитной диэлектрической матрице – среде с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 и магнитной проницаемостью μ_0).

Подставляя рассчитанные из характеристического уравнения (3) значения постоянных распространения Γ_Σ^+ , Γ_Σ^- продольных волн (нулевой пространственной гармоники) в дисперсионные соотношения [6]

$$\Gamma_{\Sigma}^{+} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon^{\Sigma} (\mu^{\Sigma} + \mu_{\alpha}^{\Sigma})}, \quad (5)$$

$$\Gamma_{\Sigma}^{-} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon^{\Sigma} (\mu^{\Sigma} - \mu_{\alpha}^{\Sigma})}, \quad (6)$$

и решая уравнения (5), (6) относительно неизвестных μ^{Σ} , μ_a^{Σ} , получаем комплексные значения компонент тензора эффективной магнитной проницаемости μ^{Σ} , μ_a^{Σ} .

Результаты электродинамического расчета действительной и мнимой частей диагональной μ^{Σ} и недиагональной μ_{α}^{Σ} компонент тензора эффективной магнитной проницаемости магнитного нанокompозита (на основе периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок) с продольным подмагничиванием в зависимости от величины внешнего постоянного магнитного поля на частоте $f = 26$ ГГц показаны на рис. 8.

Для гиромангнитной наноструктурированной среды – 3D-решетки магнитных нанопроволок с поперечным подмагничиванием – введем поперечную эффективную магнитную проницаемость $\mu_{\perp}$, являющуюся скалярной величиной [6]:

$$\mu_{\perp} = \sqrt{\frac{\mu^2 - \mu_{\alpha}^2}{\mu^2}}.$$

Подставляя рассчитанные из характеристического уравнения (3) значения постоянных распространения $\Gamma_{\parallel}^{\Sigma}$, $\Gamma_{\perp}^{\Sigma}$ поперечных волн (нулевой пространственной гармоники) в дисперсионные соотношения [6]

$$\Gamma_{\parallel}^{\Sigma} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0 \epsilon^{\Sigma} \mu_z^{\Sigma}}, \quad (7)$$

$$\Gamma_{\perp}^{\Sigma} = \omega \sqrt{\epsilon_0 \epsilon^{\Sigma} \mu_0 \frac{(\mu^{\Sigma})^2 - (\mu_{\alpha}^{\Sigma})^2}{\mu^{\Sigma}}} \quad (8)$$

и решая уравнения (7), (8) относительно неизвестных μ^{Σ} , μ_a^{Σ} , получаем комплексные значения поперечной эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\perp}$.

Результаты электродинамического расчета действительной и мнимой частей комплексной поперечной эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\perp}$ магнитного 3D-нанокompозита (на основе периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок) с поперечным подмагничиванием в зависимости от величины постоянного магнитного поля H_0 на частоте $f = 26$ ГГц показаны на рис. 9.

Таким образом, исследована возможность введения эффективных электромагнитных параметров исследуемых анизотропных наноструктурных материалов. Развита методика позволяет провести электродинамический расчет компонент тензоров эффективной магнитной проницаемости магнитного нанокompозита на основе периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок (в случае продольного подмагничивания) и поперечную эффективную магнитную проницаемость (в случае продольного подмагничивания).

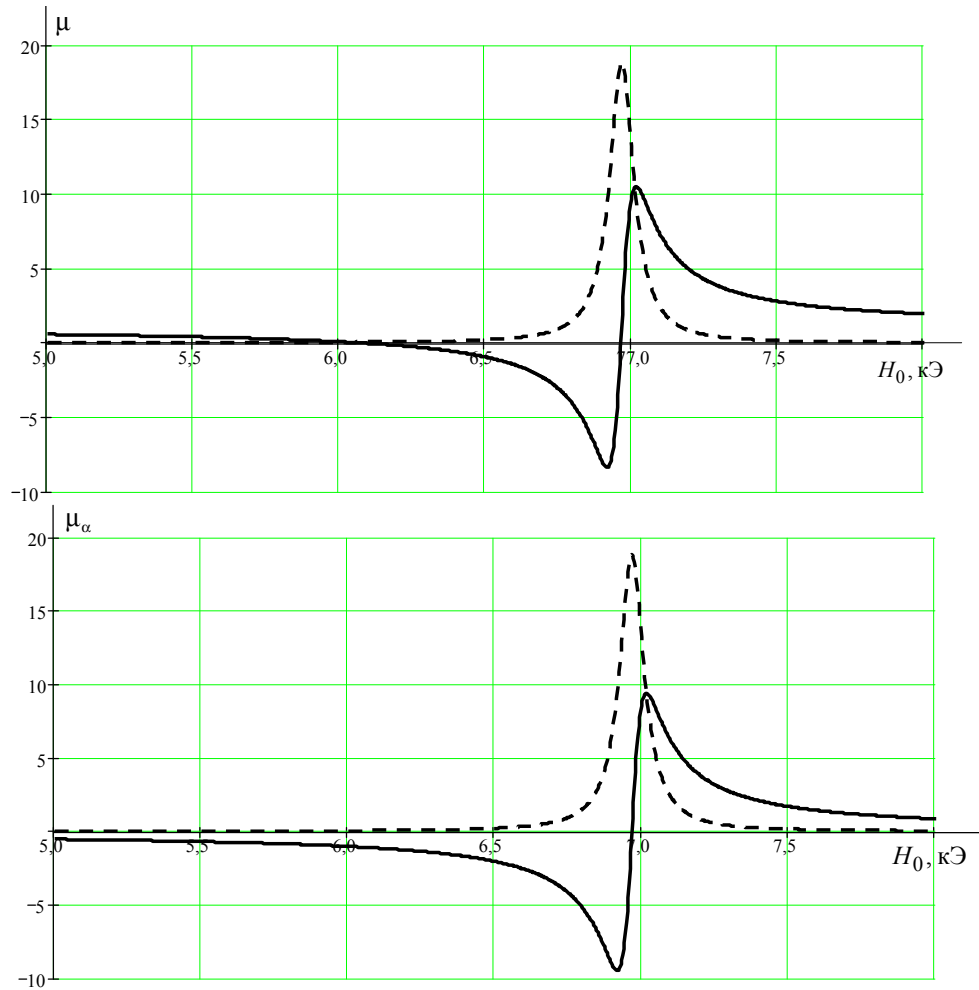


Рис. 8. Зависимости действительной и мнимой частей комплексных диагональной μ и недиагональной μ_{α} компонент тензора магнитной проницаемости $\hat{\mu}$ магнитного нанокompозита (на основе периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок с продольным подмагничиванием) от напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 : материал нанопроволок $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ ($4\pi M_s = 15356$ Гс, $\alpha = 0,005$, $\sigma = 1,0 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $A = 1,5 \times 10^{-9}$ Э); $2r = 25$ нм, $l = 500$ нм, $a = b = 76$ нм, $c = 525$ нм; $f = 26$ ГГц

5. Собственные частоты ферромагнитного резонанса 3D-решеток магнитных нанопроволок в зависимости от плотности упаковки решетки

Расчетные зависимости мнимой части $\text{Im}\mu^{\Sigma}$ комплексной диагональной μ^{Σ} компоненты тензора эффективной магнитной проницаемости магнитного 3D-нанокompозита (на основе периодических 3D-решеток ориентированных магнитных нанопроволок с продольным подмагничиванием (рис. 2)) от величины постоянного магнитного поля H_0 на частоте $f = 26$ ГГц показаны на рис. 10.

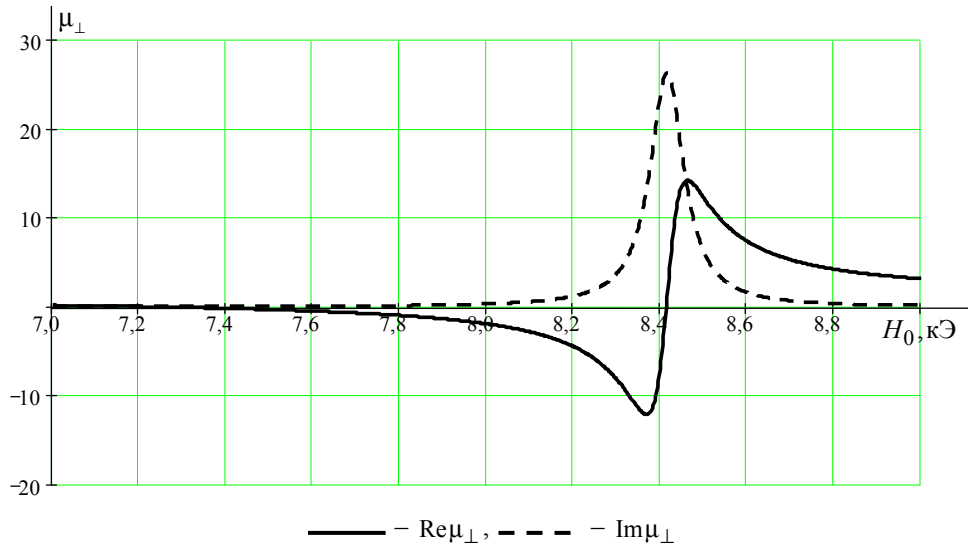


Рис. 9. Зависимости действительной и мнимой частей комплексной поперечной эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\perp}$ магнитного 3D-нанокompозита (на основе периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок с поперечным подмагничиванием) от напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 : материал нанопроволок $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ ($4\pi M_s = 15356$ Гс, $\alpha = 0,005$, $\sigma = 1,0 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $A = 1,5 \times 10^{-9}$ Э); $2r = 25$ нм, $l = 500$ нм, $a = b = 76$ нм, $c = 525$ нм; $f = 26$ ГГц

Расчетные зависимости мнимой части $\text{Im}\mu_{\perp}$ комплексной поперечной эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\perp}$ магнитного 3D-нанокompозита (на основе периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок с поперечным подмагничиванием (рис. 4)) от величины постоянного магнитного поля H_0 на частоте $f = 26$ ГГц показаны на рис. 11. Кривые на рис. 10, 11 получены для решеток с различным периодом (кривые 1 – $a = b = 340$ нм, 2 – $a = b = 150$ нм, 3 – $a = b = 87$ нм, 4 – $a = b = 76$ нм, 5 – $a = b = 67$ нм, $c = 525$ нм) и иллюстрируют изменение собственной частоты ФМР однородного типа прецессии намагниченности 3D-решеток магнитных нанопроволок в зависимости от периодичности (плотности упаковки) решетки.

Из результатов математического моделирования (рис. 10, б, 11, б) следует, что в случае магнитной нанорешетки с малой плотностью упаковки (при расстояниях между магнитными нанопроволоками диаметром $2r = 25$ нм больших, чем $a > 340$ нм) моделью слоя невзаимодействующих магнитных нанопроволок является тонкий цилиндр с продольным подмагничиванием внешним магнитным полем $\vec{H}_0 = H_0 \vec{y}_0$ (размагничивающие факторы $N_x = N_y = 2\pi$, $N_z = 0$). При этом собственная частота ФМР однородного типа колебаний решетки магнитными нанопроволок в пределе приближается к значению, равному собственной резонансной частоте бесконечно тонкого продольно намагниченного цилиндра [6]:

$$\frac{\omega_0}{\gamma} = H_0 + 2\pi M_0$$

(в пределе $H_{0\text{рез}} = 1570 \text{ Э}$ как для поперечных, так и для продольных волн см. графики на рис. 10,б, 11,б).

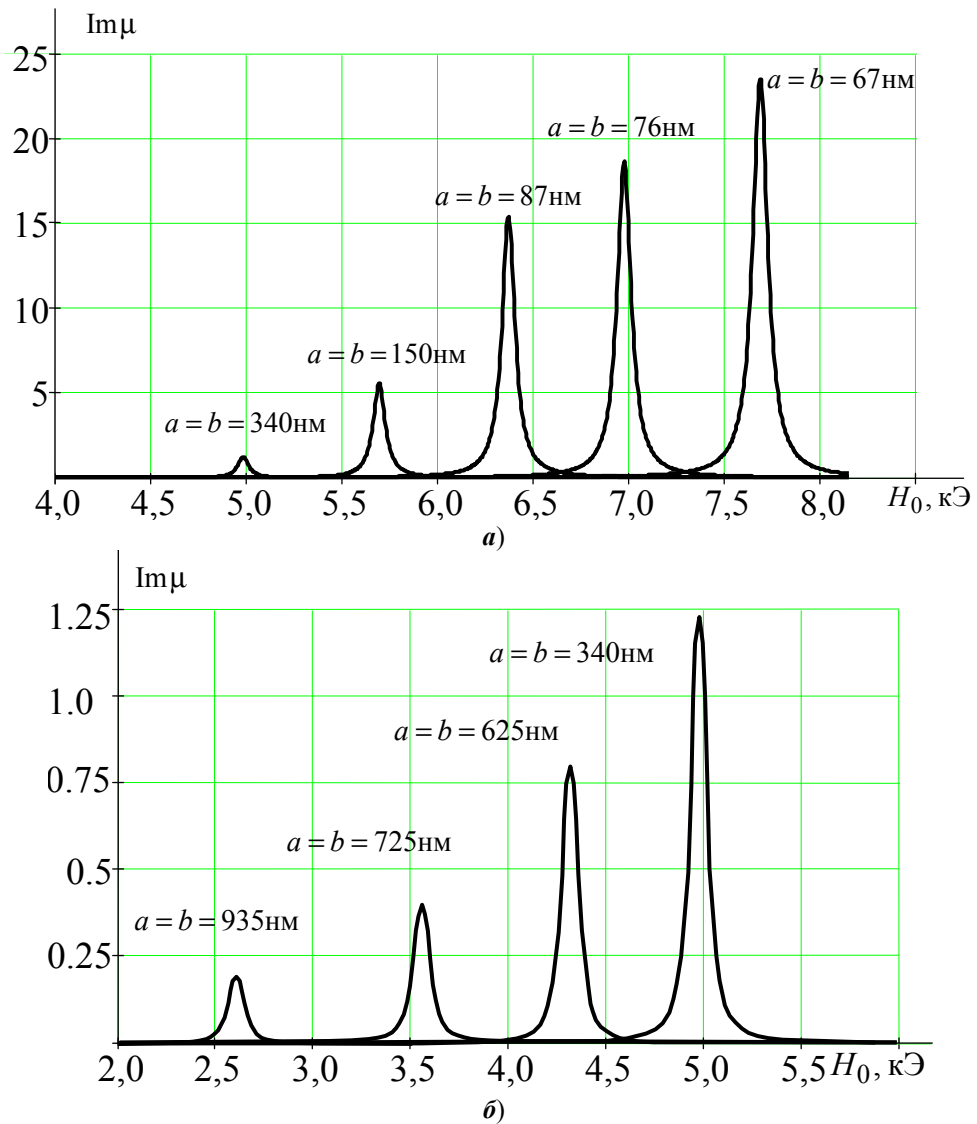


Рис. 10. Зависимости мнимой части $\text{Im}\mu$ комплексной диагональной компоненты μ тензора эффективной магнитной проницаемости магнитного 3D-нанокompозита (на основе периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок с продольным подмагничиванием) от напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 : материал нанопроволок $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ ($4\pi M_s = 15356 \text{ Гс}$, $\alpha = 0,005$, $\sigma = 1,0 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $A = 1,5 \times 10^{-9} \text{ Э}$); $2r = 25 \text{ нм}$, $l = 500 \text{ нм}$, при изменении периодичности решетки: **а** – решетки с высокой плотностью упаковки; **б** – решетки с низкой плотностью упаковки; $f = 26 \text{ ГГц}$

При сокращении расстояний между ферромагнитными нанопроволоками $a < 340 \text{ нм}$ (переходе в масштаб длины обменного взаимодействия) в си-

стеме сильно взаимодействующих магнитных нанопроволок обменное взаимодействие играет доминирующую роль.

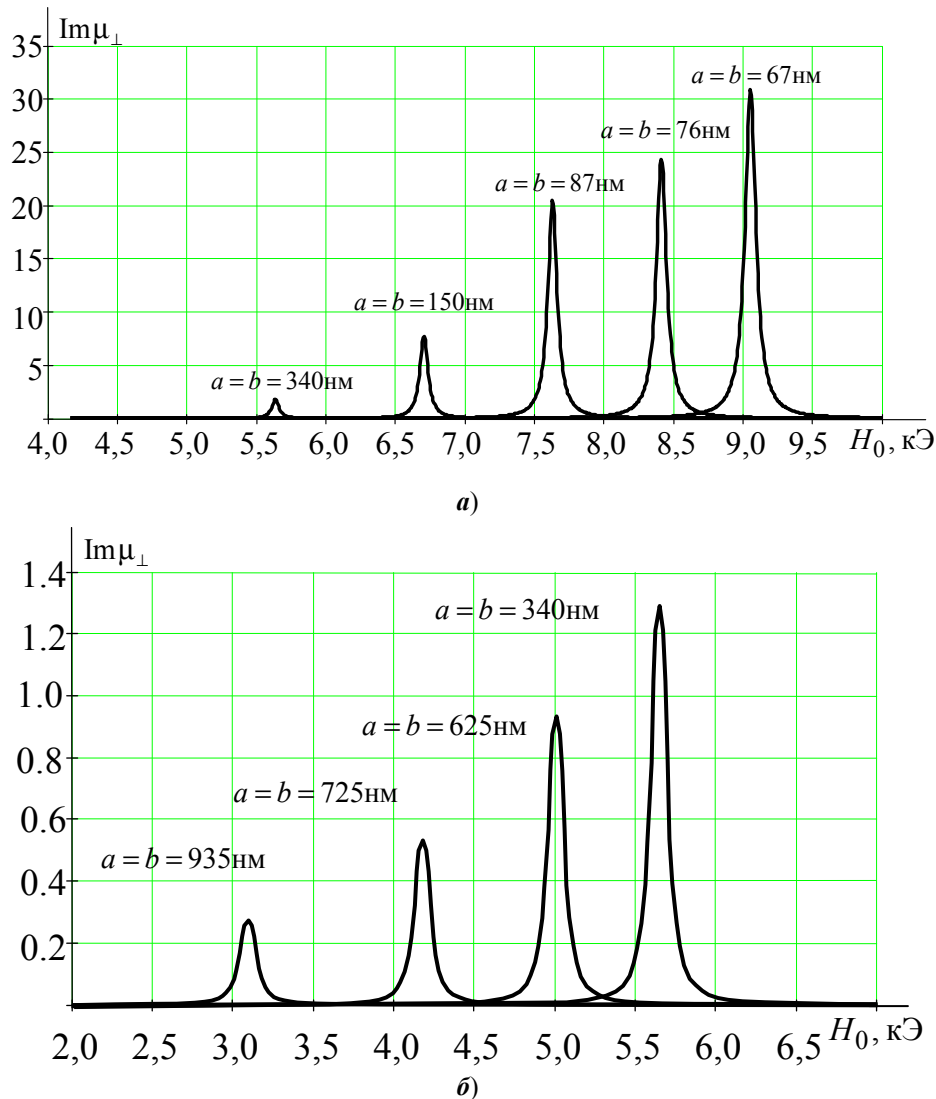


Рис. 11. Зависимости мнимой части $\text{Im}\mu_{\perp}$ комплексной поперечной эффективной магнитной проницаемости $\mu_{\perp}$ магнитного 3D-нанокompозита (на основе периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок с поперечным подмагничиванием) от напряженности внешнего постоянного магнитного поля H_0 : материал нанопроволок $\text{Co}_{80}\text{Ni}_{20}$ ($4\pi M_s = 15356$ Гс, $\alpha = 0,005$, $\sigma = 1,0 \cdot 10^7 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$, $A = 1,5 \times 10^{-9}$ Э); $2r = 25$ нм, $l = 500$ нм, при изменении периодичности решетки: a – решетки с высокой плотностью упаковки; b – решетки с низкой плотностью упаковки; $f = 26$ ГГц

При периоде $a = b = 340$ нм 2D-магнитная нанорешетка приближается по свойствам к квазисплошной ферромагнитной тонкой пленке с касатель-

ным направлением намагниченности (размагничивающие факторы $N_x = 0$, $N_y = 4$, $N_z = 0$) [6]. При этом собственная частота ФМР однородного типа прецессии намагниченности 2D-решетки магнитных нанопроволок равна значению, равному собственной резонансной частоте касательно намагниченной пленки [6]

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = H_0(H_0 + 4\pi M_0)$$

(в пределе $H_{0\text{рез}} = 4342$ Э как для поперечных, так и для продольных волн см. графики на рис. 10,б, 11,б).

При дальнейшем уменьшении периода решетки в решетках углеродных нанотрубок с высокой плотностью упаковки (рис. 10,а, 11,а) при сокращении расстояния между магнитными нанопроволоками до длины обменного взаимодействия при наличии сильной связи между ними, обусловленной обменными силами, магнитная нанорешетка приближается по своим свойствам к квазисплошной ферромагнитной среде [10], при этом собственная частота ФМР однородного типа прецессии намагниченности решеток приближается к частоте ФМР в гиромангнитной среде [6]:

$$\frac{\omega_0}{\gamma} = H_0$$

(в пределе $H_{0\text{рез}} = 9248$ Э для поперечных волн см. графики на рис. 11,б).

Заключение

Таким образом, впервые определены способы управления частотной дисперсией электромагнитных волн, распространяющихся в анизотропных наноструктурных материалах на основе периодических 3D-решеток ориентированных магнитных нанопроволок, действием внешнего магнитного поля (при изменении направления и величины вектора напряженности постоянного магнитного поля, взаимной ориентации постоянного и высокочастотного магнитных полей, ориентации вектора к оси нанопроволок).

Показано, что собственная частота ФМР однородного типа прецессии намагниченности периодической 3D-решетки ориентированных магнитных нанопроволок может регулироваться использованием наноматериалов с различными размерами нанопроволок и геометрией решеток (плотностью упаковки) в условиях магнитного резонанса в миллиметровом диапазоне.

Список литературы

1. **Spiegela, J.** Microwave Properties of Ferromagnetic Nanowires and Applications to Tunable Devices / J. Spiegela and I. Huynen // Solid State Phenomena. – 2009. – Vol. 152–153. – P. 389–393.
2. **Saib, A.** An Unbiased Integrated Microstrip Circulator Based on Magnetic Nanowired Substrate / A. Saib, M. Darques, L. Piraux, D. Vanhoenacker-Janvier, I. Huynen // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2005. – Vol. 53, № 6. – P. 2043.

3. **Kuanr, B. K.** Nonreciprocal microwave devices based on magnetic nanowires / B. K. Kuanr, V. Veerakumar, R. Marson, S. R. Mishra, R. E. Camley and Z. Celinski // *Applied Physics Letters*. – 2009. – Vol. 94. – P. 202505.
4. **Wang, J.** Design and simulation of self-biased circulators in the ultra high frequency band / J. Wang, A. Geiler, P. Mistry, D. R. Kaeli, V. G. Harris, C. Vittoria // *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. – 2012. – Vol. 324. – P. 991–994.
5. **Spiegel, J.** Investigation on Ferromagnetic Nanowired Substrates for Leaky-Wave Antennas / J. Spiegel, S. Eggermont and I. Huynen // *Proceeding of 2nd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (Metamaterials'2008)*. – Pamplona, Spain, 2008. – P. 61–63.
6. **Гуревич, А. Г.** Магнитные колебания и волны / А. Г. Гуревич, Г. А. Мелков. – М.: Наука, 1994. – 407 с.
7. **Никольский, В. В.** Декомпозиционный подход к задачам электродинамики / В. В. Никольский. – М.: Наука, 1983. – 297 с.
8. **Голованов, О. А.** Метод автономных блоков с магнитными нановключениями и каналами Флоке для математического моделирования магнитных наноструктур с учетом обмена и граничных условий / О. А. Голованов, Г. С. Макеева // *Радиотехника и электроника*. – 2009. – Т. 54, № 11. – С. 1421–1428.
9. **Макеева, Г. С.** Математическое моделирование распространения электромагнитных волн в наноструктурированных гиромангнитных средах методом автономных блоков с магнитными нановключениями и каналами Флоке / Г. С. Макеева, О. А. Голованов // *Радиотехника и электроника*. – 2009. – Т. 54, № 12. – С. 1455–1459.
10. **Макеева, Г. С.** Дифракция электромагнитных волн на решетках магнитных нанопроволок и геометрические, размерные эффекты в терагерцовом диапазоне / Г. С. Макеева, О. А. Голованов // *Радиотехника и электроника*. – 2010. – Т. 55, № 2. – С. 168–174.

References

1. Spiegel J., Huynen I. *Solid State Phenomena*. 2009, vol. 152–153, pp. 389–393.
2. Saib A., Darques M., Piroux L., Vanhoenacker-Janvier D., Huynen I. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2005, vol. 53, no. 6, p. 2043.
3. Kuanr B. K., Veerakumar V., Marson R., Mishra S. R., Camley R. E. and Celinski Z. *Applied Physics Letters*. 2009, vol. 94, p. 202505.
4. Wang J., Geiler A., Mistry P., Kaeli D. R., Harris V. G., Vittoria C. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*. 2012, vol. 324, pp. 991–994.
5. Spiegel J., Eggermont S. and Huynen I. *Proceeding of 2nd International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (Metamaterials'2008)*. Pamplona, Spain, 2008, pp. 61–63.
6. Gurevich A. G., Melkov G. A. *Magnitnye kolebaniya i volny* [Magnetic oscillations and waves]. Moscow: Nauka, 1994, 407 p.
7. Nikol'skiy V. V. *Dekompozitsionnyy podkhod k zadacham elektrodinamiki* [Decomposition approach to electrodynamics problems]. Moscow: Nauka, 1983, 297 p.
8. Golovanov O. A., Makeeva G. S. *Radiotekhnika i elektronika* [Radio engineering and electronics]. 2009, vol. 54, no. 11, pp. 1421–1428.
9. Makeeva G. S., Golovanov O. A. *Radiotekhnika i elektronika* [Radio engineering and electronics]. 2009, vol. 54, no. 12, pp. 1455–1459.
10. Makeeva G. S., Golovanov O. A. *Radiotekhnika i elektronika* [Radio engineering and electronics]. 2010, vol. 55, no. 2, pp. 168–174.

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» (Россия,
г. Пенза-5)

E-mail: golovanovol@mail.ru

Golovanov Oleg Aleksandrovich

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-5, Russia)

Макеева Галина Степановна

доктор физико-математических наук,
профессор, кафедра радиотехники
и радиоэлектронных систем, Пензенский
государственный университет
(Россия, г. Пенза, ул. Красная, 40)

E-mail: radiotech@pnzgu.ru

Makeeva Galina Stepanovna

Doctor of physical and mathematical
sciences, professor, sub-department
of radioengineering and radio electronic
systems, Penza State University
(40 Krasnaya street, Penza, Russia)

Ширшиков Дмитрий Николаевич

адъюнкт, филиал военной академии
материально-технического обеспечения
(Россия, г. Пенза-5)

E-mail: shirshikov1981@mail.ru

Shirshikov Dmitriy Nikolaevich

Postgraduate student, branch
of the military academy of logistics
(Penza-5, Russia)

Горлов Геннадий Геннадьевич

адъюнкт, филиал военной академии
материально-технического обеспечения
(Россия, г. Пенза-5)

E-mail: mitsubisi-gor82@mail.ru

Gorlov Gennadiy Gennad'evich

Postgraduate student, branch
of the military academy of logistics
(Penza-5, Russia)

УДК 535.32

Голованов, О. А.

Математическое моделирование распространения электромагнитных волн в анизотропных наноструктурных материалах на основе 3D-решеток магнитных нанопроволок в микроволновом диапазоне / О. А. Голованов, Г. С. Макеева, Д. Н. Ширшиков, Г. Г. Горлов // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2013. – № 3 (27). – С. 170–188.