

УДК 537.874.6

Г. С. Макеева, О. А. Голованов

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ФЕРРОМАГНИТНЫХ НАНОПРОВОЛОК В ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ*

Аннотация. Методом автономных блоков с виртуальными каналами Флоке и магнитными нановключениями проведен электродинамический расчет S -параметров многомодовой матрицы рассеяния двумерной периодической решетки продольно намагниченных ферромагнитных (железо) нанопроволок в зависимости от геометрических размеров нанопроволок и решетки, а также величины постоянного поля подмагничивания на частоте 30 ТГц.

Ключевые слова: решетка ферромагнитных нанопроволок, уравнения Максвелла, дифракция электромагнитной волны, коэффициент отражения, коэффициент прохождения

Abstract. By using the method of autonomous blocks with virtual Floquet channels the electrodynamic calculation of the parameters of the multimode scattering matrix of 2D-arrays of ferromagnetic metallic (iron) nanowires with the longitudinal magnetization, depending on the geometrical sizes of nanowires and arrays and the value of the bias magnetic field at a frequency of $f = 30$ THz.

Keyword: array of ferromagnetic nanowires, Maxwell's equations, diffraction of electromagnetic waves, transmission coefficient, reflection coefficient.

Введение

Одним из наиболее перспективных направлений оптики нанометровых структур является нанофотоника – область науки, главной целью которой является создание световых (фотонных) устройств с размером не более нескольких микрон, которые были бы оптическими аналогами электронных микрочипов.

Интегральная фотоника находится в той стадии, когда для достижения главной поставленной цели требуются дополнительные фундаментальные исследования. Развитие элементной базы (оптические ключи, оптические транзисторы, устройства для сбора, хранения и распределения информации) тормозится недостаточным уровнем теории, которая заметно отстает по сравнению с достижениями разработчиков. Разработки новых оптических затворов (ключей), фильтров, операционных усилителей и других элементов зачастую опираются на интуицию экспериментаторов [1, 2], и это положение нельзя признать нормальным.

* Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 05-08-33503.

В этой связи актуальной является задача теоретического исследования физических механизмов взаимодействия электромагнитных волн с системами магнитных наночастиц и нанопроволок, магнитными фотонными кристаллами и возникающих геометрических, размерных эффектов на математических моделях электродинамического уровня строгости в терагерцовом диапазоне частот.

1 Постановка задачи дифракции

Строгая постановка краевой задачи дифракции электромагнитных волн на решетке ферромагнитных нанопроволок заключается в следующем. Необходимо решить систему уравнений Максвелла с электродинамическими граничными условиями

$$\operatorname{rot} H(t) = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} + \sigma \vec{E}(t); \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} E(t) = - \frac{\partial \vec{B}(t)}{\partial t}$$

совместно с уравнением Ландау-Лифшица движения вектора намагниченности в ферромагнетике с учетом обменного взаимодействия [3]

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

где $\vec{E}(t), \vec{H}(t)$ – векторы напряженности электрического и магнитного полей; $\vec{B}(t)$ – вектор магнитной индукции; ϵ – 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,

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

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

Рассмотрим задачу дифракции плоской однородной электромагнитной волны на двумерной периодической решетке ферромагнитных нанопроволок, расположенных в немагнитной диэлектрической матрице с относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_y, μ_y (рис. 1).

Падающая ТЕМ-волна (с волновым вектором $\vec{k}$, амплитудой $C_{1(1)}^+(\omega)$, частотой ω) распространяется поперечно (вдоль оси z) по отношению к направлению постоянного поля подмагничивания $\vec{H}_0 = H_0 \vec{e}_y$, приложенного продольно вдоль оси магнитных нанопроволок (рис. 1).

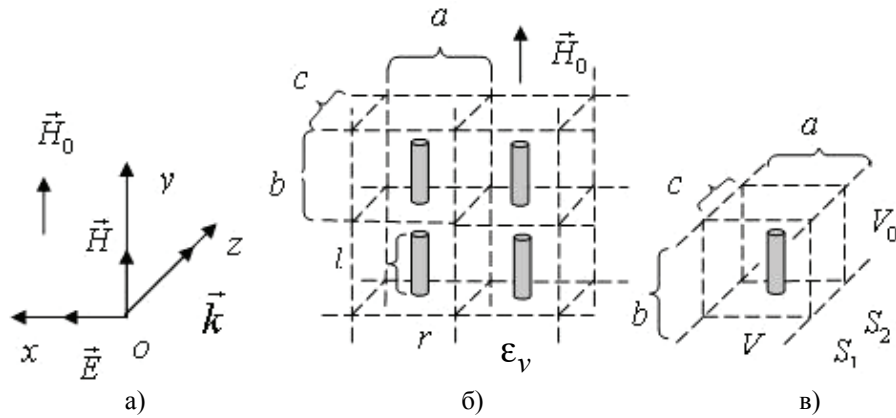


Рис. 1 Дифракция электромагнитной волны на периодической решетке магнитных нанопроволок: а – ориентация падающей ТЕМ-волны с волновым вектором $\vec{k}$; б – двумерная решетка продольно намагниченных ферромагнитных нанопроволок; в – автономный блок (АБ) с каналами Флоке, содержащий магнитную нанопроволоку: S_1, S_2 – входные сечения АБ; V_0 – внутренняя область АБ; V – область магнитного нановключения (нанопроволока)

Элементарную ячейку периодической нанорешетки (рис. 1,б) с геометрическими размерами a, b, c , содержащую магнитную нанопроволоку радиуса r и длиной l , представим в виде автономного блока (рис. 1,в) с виртуальными каналами Флоке и магнитным нановключением (МФАБ) [4]. Магнитные нанопроволоки находятся между входными сечениями S_1, S_2 (рис. 1) АБ, рассматриваемого как волноводный трансформатор [5].

Трехмерная краевая задача дифракции для уравнений (1), (2) с электродинамическими граничными условиями и условиями неасимптотического излучения [6] решается с помощью вычислительного алгоритма на основе метода МФАБ [4].

2 S-параметры решетки магнитных нанопроволок в зависимости от постоянного поля намагничивания при изменении геометрических размеров нанопроволок и решетки

Методом МФАБ проведен электродинамический расчет S -параметров – элементов $|R_{11}^{\alpha\beta}|$ (α, β – номера входных сечений $S_\alpha, S_\beta, \alpha=1, 2; \beta=1, 2$) многомодовой многоканальной матрицы рассеяния периодической решетки магнитных нанопроволок (рис. 1) в зависимости от соотношения геометрических размеров нанопроволок и решетки, а также величины постоянного поля подмагничивания в терагерцовом диапазоне частот.

Результаты электродинамического расчета модуля коэффициентов отражения $|R_{11}^{11}|$ и прохождения $|R_{11}^{12}|$ ТЕМ-волны через двумерные периодические решетки ферромагнитных нанопроволок (при постоянном поле подмагничивания $H_0 = 75$ Э), а также электрических нанопроволок (при $H_0 = 0$) в зависимости от диаметра нанопроволок $2r$ (период нанорешетки $a = 3,5r$) на частоте $f = 30$ ТГц приведены на рис. 2.

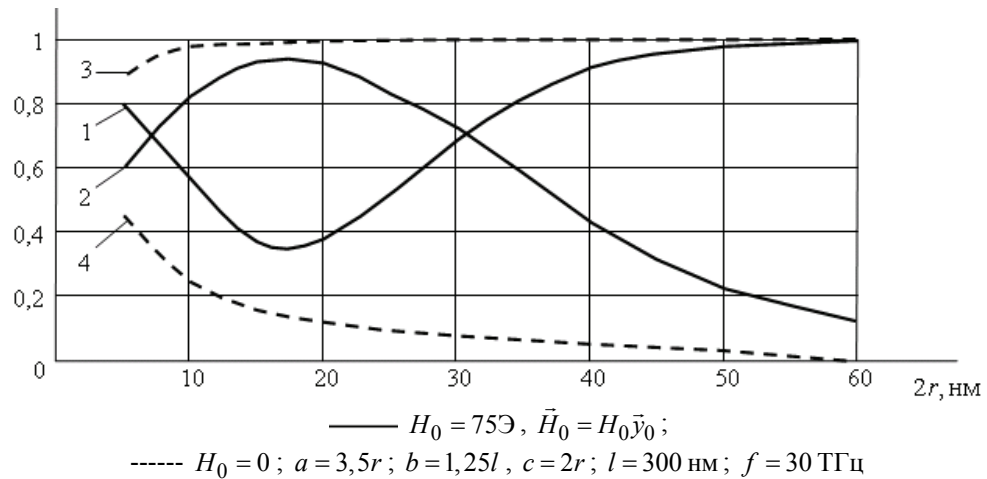


Рис. 2. Модуль коэффициентов отражения $|R_{11}^{11}|$ и прохождения $|R_{11}^{12}|$ ТЕМ-волны через решетки ферромагнитных и электрических нанопроволок в зависимости от диаметра нанопроволок $2r$: кривые 1, 3 – модуль коэффициента отражения $|R_{11}^{11}|$; кривые 2, 4 – модуль коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$

Результаты математического моделирования дифракции ТЕМ-волны на периодической решетке ферромагнитных нанопроволок (кривые 1, 2 на рис. 2) получены при следующих параметрах ферромагнетика (железо): намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 21580 \text{ Гс}$, проводимость $\sigma = 1,03 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $\mu_0 q = 2,2 \cdot 10^{-9} \text{ Э} \cdot \text{см}^2$, параметр диссипации $\alpha = 0,0023$ ($\alpha = \frac{\omega_r}{\omega_H}$, где $\omega_H = \gamma H_0$) [3]. Ферромагнитные нанопроволоки расположены в немагнитной диэлектрической матрице – среде с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_v = 5$ и относительной магнитной проницаемостью $\mu_v = 1$.

Для сравнения на рис. 2 приведены также результаты электродинамического расчета модуля коэффициентов отражения $|R_{11}^{11}|$ и прохождения $|R_{11}^{12}|$ (кривые 3, 4 на рис. 2) ТЕМ-волны через решетку электрических нанопроволок (металлических нанопроволок в отсутствие поля подмагничивания $H_0 = 0$).

Как следует из результатов математического моделирования (рис. 2), зависимости модуля коэффициентов отражения $|R_{11}^{11}|$ и прохождения $|R_{11}^{12}|$ ТЕМ-волны через периодическую решетку магнитных нанопроволок имеют экстремумы (кривые 1, 2 на рис. 2) при изменении геометрических размеров магнитной нанорешетки (диаметра нанопроволок 2 и периода решетки $a = 3,5r$).

Для сравнения отметим, что модуль коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$ ТЕМ-волны через решетку электрических нанопроволок плавно уменьшается и его значение стремится к нулю (кривая 4 на рис. 2), а значение модуля ко-

ээффициента отражения $|R_{11}^{11}|$ плавно стремится к единице (кривая 3 на рис. 2) при увеличении диаметра нанопроволок $2r > 30$ нм. Это объясняется тем, что если диаметр $2r$ нанопроволок становится больше, чем толщина скин-слоя в металле $\delta = \frac{1}{k_0} \sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma}}$, где k_0 – волновое число волны в свободном пространстве ($\delta = 30$ нм для ненамагниченного железа при $\mu = \mu_0$ на частоте $f = 30$ ТГц), то при $2r > \delta$ электромагнитная волна почти полностью отражается от решетки электрических нанопроволок, как от эффективной «металлической пленки» (толщиной $2r$ больше, чем толщина скин-слоя δ в металле), при этом коэффициент отражения $|R_{11}^{11}| \sim 1$ (кривая 3 на рис. 2 при $2r > 30$ нм).

На электродинамическом уровне строгости с помощью вычислительного алгоритма на основе метода МФАБ [4] проведено численное исследование управляемости S -параметрами матрицы рассеяния двумерной периодической решетки ферромагнитных нанопроволок с помощью внешнего магнитного поля в терагерцовом диапазоне частот.

Расчетные зависимости модуля коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$ ТЕМ-волны через двумерную периодическую решетку ферромагнитных нанопроволок (рис. 1) от величины постоянного поля намагничивания H_0 для различных диаметров нанопроволок ($2r < \delta$) и периода решетки $a = 3,5r$ на частоте $f = 30$ ТГц приведены на рис. 3.

Как следует из результатов математического моделирования, зависимости модуля коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$ от приложенного внешнего постоянного магнитного поля H_0 имеют максимумы (кривые 1–4 рис. 3), при этом максимальное значение $|R_{11}^{12}|$ и определяющее этот максимум значение поля намагничивания H_0 зависит также и от геометрических размеров нанорешетки (диаметра $2r$ нанопроволок и периода решетки $a = 3,5r$).

Модуль коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$ имеет максимальное значение при $H_0 = 800$ В (для $2r = 10$ нм), оптимальное значение постоянного поля намагничивания H_0 , реализующее этот максимум, существенно уменьшается при увеличении диаметра $2r$ магнитных нанопроволок в интервале $10 \text{ нм} < 2r < 25 \text{ нм}$ (и периода решетки $a = 3,5r$) и становится равным $H_0 = 75$ В для $2r = 25$ нм.

Результаты электродинамического расчета модуля коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$ ТЕМ-волны через решетки ферромагнитных нанопроволок различного диаметра $2r$ при намагничивании постоянным полем ($H_0 \neq 0$) по отношению к коэффициенту прохождения $|\tilde{R}_{11}^{12}|$ через решетки электрических

нанопроволок (при $H_0 = 0$) в зависимости от длины l нанопроволок на частоте $f = 30$ ТГц приведены на рис. 4.

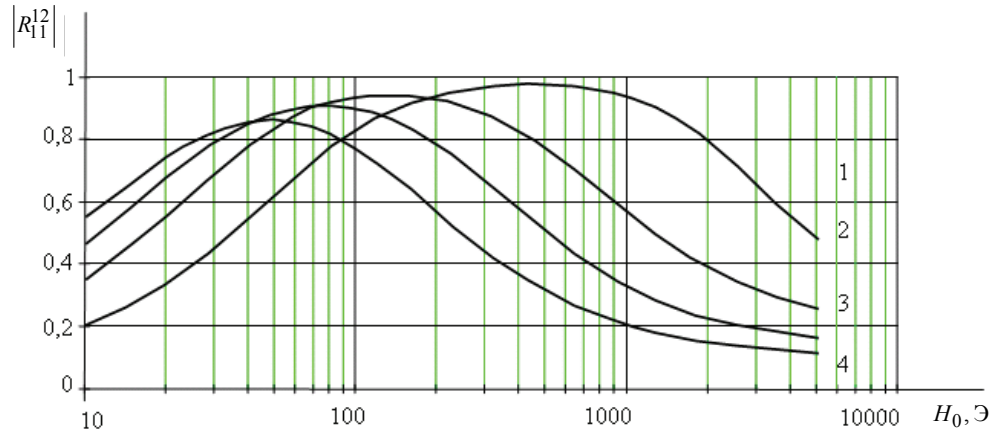


Рис. 3 Модуль коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$ ТЕМ-волны через решетку ферромагнитных нанопроволок в зависимости от величины постоянного поля намагничивания H_0 при изменении диаметра нанопроволок $2r$ и периода решетки a :
 $\vec{H}_0 = H_0 \vec{y}_0$; $f = 30$ ТГц; $a = 3,5r$, $b = 1,25l$, $c = 2r$; $l = 300$ нм;
 кривые 1 – $2r = 10$ нм; 2 – $2r = 15$ нм; 3 – $2r = 20$ нм; 4 – $2r = 25$ нм

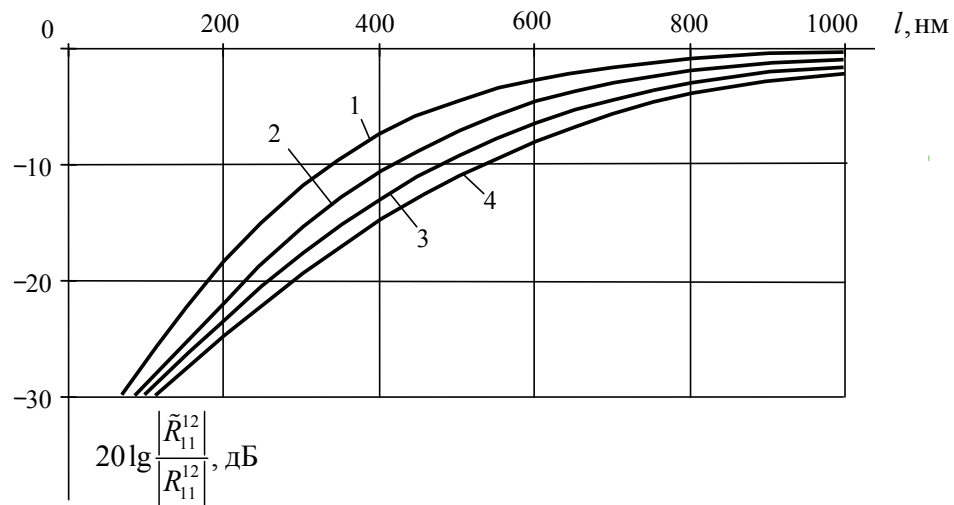


Рис. 4 Зависимости относительного коэффициента прохождения ТЕМ-волны через периодические решетки ферромагнитных нанопроволок от длины l нанопроволок при намагничивании постоянным полем H_0 : $|R_{11}^{12}| - H_0 \neq 0$;

$$|\tilde{R}_{11}^{12}| - H_0 = 0; \vec{H}_0 = H_0 \vec{y}_0; a = 3,5r, b = 1,25l; c = 2r; f = 30 \text{ ТГц};$$

кривые 1 – $2r = 10$ нм, $H_0 = 450$ Э; 2 – $2r = 15$ нм, $H_0 = 105$ Э;

3 – $2r = 20$ нм, $H_0 = 75$ Э; 4 – $2r = 25$ нм, $H_0 = 50$ Э

Как следует из результатов математического моделирования (рис. 4), коэффициент прохождения $|R_{11}^{12}|$ через магнитную нанорешетку при приложении внешнего постоянного магнитного поля H_0 наиболее существенно отличается от коэффициента прохождения $|\tilde{R}_{11}^{12}|$ через нанорешетку без подмагничивания при малой длине нанопроволок $l < 350$ нм (и уменьшающейся периодичности $b = 1,25l$) и в меньшей степени зависит от величины постоянного поля намагничивания H_0 для решеток с нанопроволоками различного диаметра $2r$ (и периода решетки $a = 3,5r$).

На рис. 5 приведены результаты электродинамического расчета модуля коэффициента отражения $|R_{11}^{11}|$ ТЕМ-волны от двумерных периодических решеток магнитных нанопроволок различного диаметра $2r$ в зависимости от длины l нанопроволок при изменении величины постоянного поля намагничивания H_0 на частоте $f = 30$ ТГц.

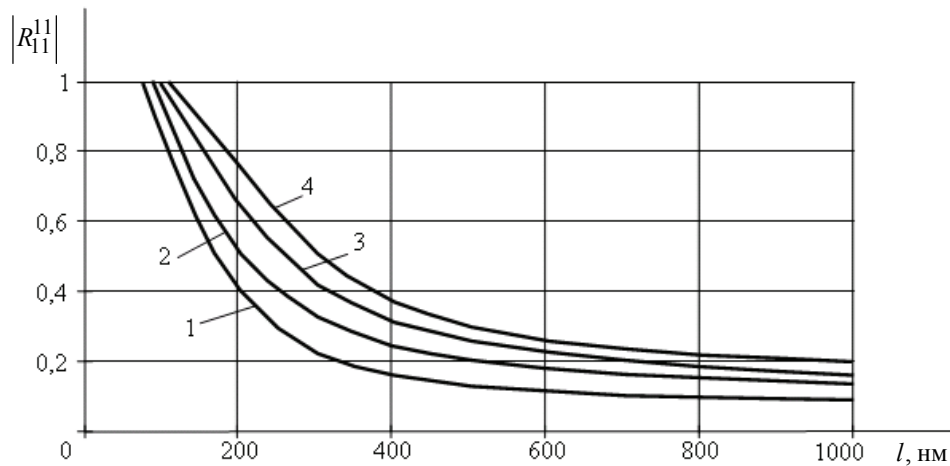


Рис. 5 Модуль коэффициента отражения $|R_{11}^{11}|$ ТЕМ-волны от магнитных

нанорешеток в зависимости от длины нанопроволок l при изменении величины постоянного поля намагничивания H_0 : $\vec{H}_0 = H_0 \vec{y}_0$; $f = 30$ ТГц;

$a = 3,5r$, $b = 1,25l$; $c = 2r$; кривые 1 – $2r = 10$ нм, $H_0 = 450$ Э;

2 – $2r = 15$ нм, $H_0 = 105$ Э; 3 – $2r = 20$ нм, $H_0 = 75$ Э; 4 – $2r = 25$ нм, $H_0 = 50$ Э

Как следует из результатов математического моделирования, модуль коэффициента отражения $|R_{11}^{11}|$ плавно стремится к единице (рис. 5) при существенном уменьшении длины нанопроволок $l < 100$ нм (и уменьшающейся периодичности $b = 1,25l$), т.к. электромагнитная волна почти полностью отражается ($|R_{11}^{11}| \sim 1$) от решетки нанопроволок с высокой плотностью упаковки, как от эффективной «металлической пленки».

Таким образом, максимум коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$ управляется постоянным полем намагничивания H_0 и зависит от геометрии и соотношения размеров магнитной нанорешетки (диаметра $2r$, длины нанопроволок и периодичности решетки $a = 3,5r$, $b = 1,25l$).

Список литературы

1. **Роко, М. К.** Нанотехнология в ближайшем десятилетии. Прогноз направления исследований / М. К. Роко, Р. С. Уильямс. – М. : Мир, 2002.
2. **Малеев, Н. А.** Сравнительный анализ длинноволновых (1,3 мкм) вертикально-излучающих лазеров на подложках арсенида галлия / Н. А. Малеев, А. Ю. Егоров, А. Е. Жуков [и др.] // ФТП. – 2001. – Т. 35. – С. 881.
3. **Гуревич, А. Г.** Магнитные колебания и волны / А. Г. Гуревич, Г. А. Мелко. – М. : Наука, 1994.
4. **Макеева, Г. С.** Математическое моделирование и электродинамический расчет эффективных параметров магнитных наноматериалов / Г. С. Макеева, О. А. Голованов, М. В. Савченкова // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Технические науки. – 2008. – № 4. – С. 80–85.
5. **Никольский, В. В.** Декомпозиционный подход к задачам электродинамики / В. В. Никольский, Т. И. Никольская. – М. : Наука, 1983. – 304 с.
6. **Голованов О. А.** // Радиотехника и электроника. – 1990. – Т. 35. – № 9. – С. 1853.

Макеева Галина Степановна

доктор физико-математических наук,
профессор, кафедра радиотехники
и радиоэлектронных систем,
Пензенский государственный
университет,
действительный член Академии
инженерных наук им. А. М. Прохорова

Makeeva Galina Stepanovna

Doctor of Science (in Radiophysics),
professor, sub-department
of Radio – Technics and RES,
Penza State University,
Member of the Engineering Sciences
Academy Named by A. M. Prokhorov

Голованов Олег Александрович

доктор физико-математических наук,
профессор, заведующий кафедрой
математики и начертательной геометрии,
Пензенский артиллерийский
инженерный институт
им. Н. Н. Воронова

Golovanov Oleg Alexandrovich

Doctor of Science (in Radiophysics),
professor, head of sub-department
of mathematics and script geometry,
Penza Artillery-Engineering Institute
Named by N. N. Voronova

УДК 537.874.6

Макеева, Г. С.

Электродинамический расчет параметров матрицы рассеяния периодической решетки ферромагнитных нанопроволок в инфракрасном диапазоне / Г. С. Макеева, О. А. Голованов // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2009. – № 1 (9). – С. 113–120.