

ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОВЫШЕНИЯ НАДЕЖНОСТИ И КАЧЕСТВА ИЗДЕЛИЙ

УДК 538. 6

ОЦЕНКА АНТИРЕЗОНАНСА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НАНОКОМПОЗИТНУЮ СТРУКТУРУ

Г. С. Макеева, О. А. Голованов, В. Я. Савицкий

Введение

Воспроизводимость результатов исследования новых наномасштабных свойств и функциональных возможностей фотонно-кристаллических устройств в терагерцевом диапазоне обуславливает необходимость единого подхода к их математическому моделированию, который позволит преодолеть ограничения, поставленные традиционными в оптике методами проектирования. Этот подход должен быть основан на идеях вычислительной электродинамики, успешно реализованных в системах автоматизированного моделирования и проектирования техники СВЧ.

В этой связи актуальной является задача теоретического исследования дифракции электромагнитных волн и возникающих геометрических, размерных эффектов в анизотропных магнитных наноструктурах на основе периодических решеток ферромагнитных нанопроволок и магнитных фотонных кристаллов в терагерцевом диапазоне на математических моделях электродинамического уровня строгости.

1. Решение задачи дифракции методом автономных блоков с магнитными нановключениями и каналами Флоке

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

$$\operatorname{rot} H(t) = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial \vec{E}(t)}{\partial t} + \sigma \vec{E}(t); \quad (1)$$

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

с электродинамическими граничными условиями совместно с уравнением Ландау–Лифшица движения вектора намагниченности в ферромагнетике с учетом обменного взаимодействия

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

где $\vec{E}(t), \vec{H}(t)$ – векторы напряженности электрического и магнитного полей; $\vec{M}(t)$ – вектор намагниченности среды; $\vec{B}(t)$ – вектор магнитной индукции; $\vec{H}_{\text{эф}}(t) = \vec{H}(t) + \vec{H}_q(t)$ – суммарное эффективное поле, включающее поле обменного взаимодействия $\vec{H}_q(t) = q\nabla^2\vec{M}(t)$, q – константа обменного взаимодействия; ϵ – относительная диэлектрическая проницаемость среды; σ – электропроводность среды; ϵ_0 – электрическая постоянная; γ – гиромангнитное отношение; ω_r – частота релаксации; χ_0 – статическая восприимчивость.

Рассмотрим задачу дифракции плоской однородной электромагнитной волны на двумерной периодической решетке ферромагнитных нанопроволок, расположенных в среде с относительными диэлектрической и магнитной проницаемостями ϵ_v, μ_v (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 вдоль оси ферромагнитных нанопроволок.

Элементарную ячейку периодической решетки с геометрическими размерами a, b, c , содержащую ферромагнитную нанопроволоку радиуса r и длиной l , представим в виде АБ с виртуальными каналами Флоке и магнитным нановключением [1]. Ферромагнитные нанопроволоки находятся между входными сечениями S_1, S_2 автономного блока (АБ), рассматриваемого в качестве волноводного трансформатора.

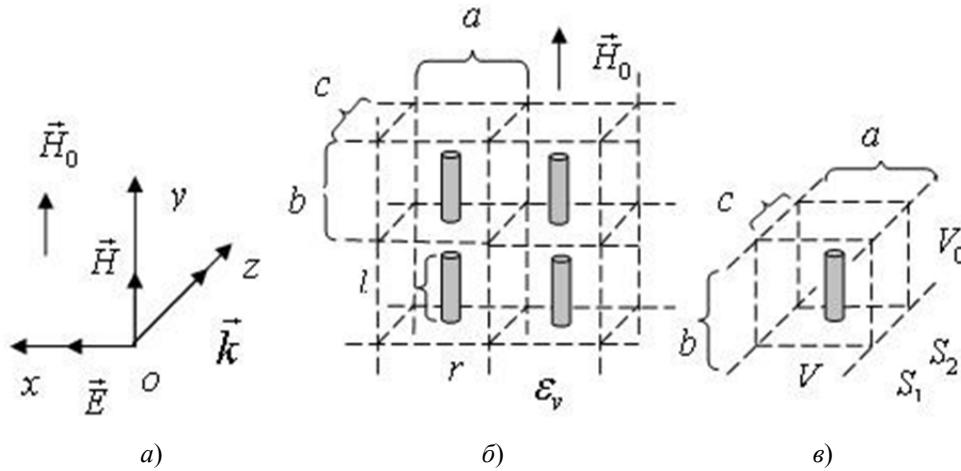


Рис. 1. Дифракция электромагнитной волны на периодической решетке магнитных нанопроволок:

- a – ориентация падающей *ТЕМ*-волны с волновым вектором \vec{k} ;
- b – двумерная решетка продольно намагниченных ферромагнитных нанопроволок;
- c – 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

Трехмерная краевая задача дифракции для уравнений (1), (2) с электродинамическими граничными условиями и условиями неасимптотического излучения решена с помощью вычислительного алгоритма на основе метода автономных блоков с магнитными нановключениями и каналами Флоке.

Предлагаемым методом проведен электродинамический расчет S -параметров – элементов $|R_{11}^{\alpha\beta}|$ (α, β – номера входных сечений S_α, S_β ; $\alpha = 1,2$; $\beta = 1,2$) многомодовой многоканальной матрицы рассеяния двумерной периодической решетки ферромагнитных нанопроволок в зависимости от их геометрических размеров и периода решетки, а также величины постоянного поля

подмагничивания в терагерцевом диапазоне частот. Результаты электродинамического расчета модуля коэффициентов отражения $|R_{11}^{11}|$ и прохождения $|R_{11}^{12}|$ *ТЕМ*-волны через решетки ферромагнитных нанопроволок в зависимости от геометрических параметров нанопроволокии периода нанорешетки при постоянном поле подмагничивания $H_0 = 75 \text{ Э}$ на частоте $f = 30 \text{ ТГц}$ приведены на рис. 2.

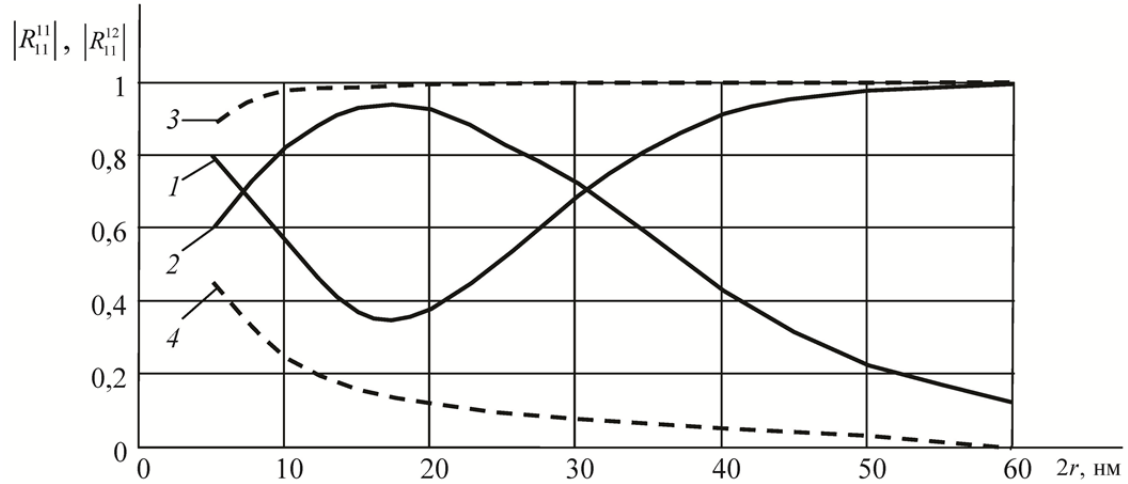


Рис. 2. Коэффициенты отражения $|R_{11}^{11}|$ и прохождения $|R_{11}^{12}|$ *ТЕМ*-волны через магнитные нанорешетки в зависимости от диаметра нанопроволок $2r: \vec{H}_0 = H_0 \vec{y}_0$; период решетки $a = 3,5r$, $b = 1,25l$, $c = 2r$; длина нанопроволоки $l = 300 \text{ нм}$; кривые 1, 3 – модуль коэффициента отражения $|R_{11}^{11}|$; кривые 2, 4 – модуль коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$; ———— – $H_0 = 75 \text{ Э}$; - - - - - – $H_0 = 0$

Результаты математического моделирования дифракции *ТЕМ*-волны на периодической решетке магнитных нанопроволок (кривые 1, 2 рис. 2) получены при следующих параметрах ферромагнетика: намагниченность насыщения $4\pi M_0 = 21\,580 \text{ Гс}$, проводимость $\sigma = 1,03 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, константа обменного взаимодействия $\mu_0 q = 2,2 \cdot 10^{-9} \text{ Э} \cdot \text{см}^2$, параметр диссипации $\omega_r = 0,0023 \gamma H_0$, $\alpha = 0,0023$. Ферромагнитные нанопроволоки расположены в немагнитной матрице – диэлектрической среде с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_v = 5$ и относительной магнитной проницаемостью среды $\mu = 1$.

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

Как следует из результатов математического моделирования зависимости коэффициентов отражения $|R_{11}^{11}|$ и прохождения $|R_{11}^{12}|$ *ТЕМ*-волны через периодическую решетку магнитных нанопроволок имеют экстремумы (кривые 1, 2 рис. 2) при изменении геометрических размеров магнитной нанорешетки. Для сравнения отметим, что коэффициент прохождения $|R_{11}^{12}|$ *ТЕМ*-волны через решетку электрических нанопроволок плавно уменьшается и его значение стремится к нулю (кривая 4 рис. 2), а значение коэффициента отражения $|R_{11}^{11}|$ плавно стремится к единице (кривая 3 рис. 2) при увеличении диаметра нанопроволоки. Это объясняется тем, что если диаметр $2r$ нанопроволок становится больше, чем толщина скин-слоя $\delta = \frac{1}{k_0} \sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma}}$ в металле

($\sigma = 1,03 \cdot 10^5 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, $\mu = \mu_0$ на частоте $f = 30 \text{ ТГц}$, $\delta = 30 \text{ нм}$), то при $2r > \delta$ электромагнитная волна отражается от решетки электрических нанопроволок с коэффициентом отражения $|R_{11}^{11}| \sim 1$ (кривая 3 рис. 2 при $2r > 30 \text{ нм}$) как от эффективной «металлической пленки».

2. Зависимость S-параметров двумерной решетки магнитных нанопроволок от поля намагничивания вблизи точки антирезонанса

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

Рассчитанные зависимости модуля коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$ TEM-волны через периодическую решетку ферромагнитных (железо) нанопроволок от величины поля намагничивания H_0 при изменении геометрических размеров нанорешетки приведены на рис. 3. Как следует из результатов математического моделирования, зависимости коэффициентов 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 зависят также и от геометрических размеров магнитной нанорешетки (диаметра $2r$ нанопроволоки периода решетки $a = 3,5r$). Коэффициент прохождения $|R_{11}^{12}|$ имеет максимальное значение при $H_0 = 800 \text{ Э}$ для $2r = 10 \text{ нм}$. Однако оптимальное значение внешнего постоянного поля намагничивания H_0 , реализующее этот максимум, существенно уменьшается при увеличении диаметра нанопроволок и становится равным $H_0 = 75 \text{ Э}$ при $2r = 25 \text{ нм}$.

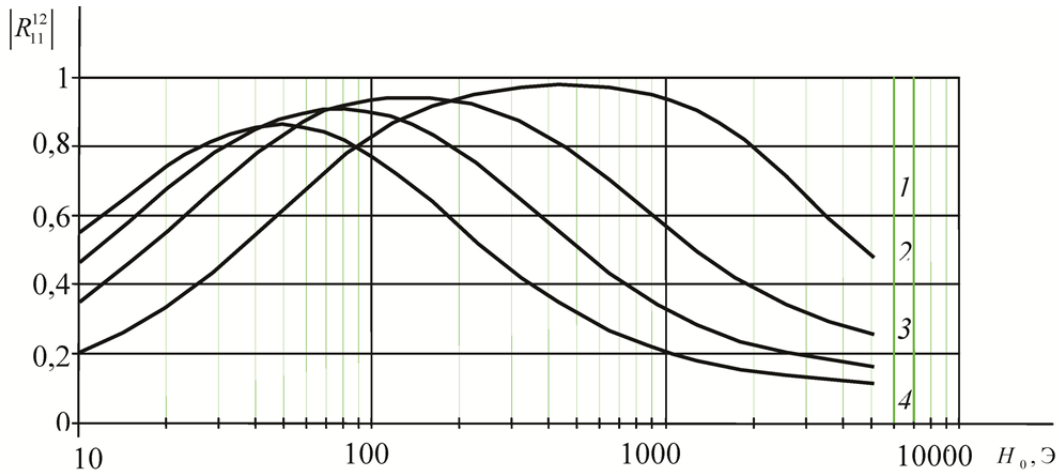


Рис. 3. Зависимость $|R_{11}^{12}|$ от H_0 ($f = 30 \text{ ТГц}$; $a = 3,5r$, $b = 1,25l$, $c = 2r$; $l = 300 \text{ нм}$):
 1 – $2r = 10 \text{ нм}$; 2 – $2r = 15 \text{ нм}$; 3 – $2r = 20 \text{ нм}$; 4 – $2r = 25 \text{ нм}$

Дадим следующую трактовку полученным результатам математического моделирования.

Толщина скин-слоя δ_1 в гиромангнитной проводящей среде отличается от толщины скин-слоя δ в металле с $\mu = 1$ и может быть записана в виде

$$\delta_1 = \delta / \sqrt{\mu_{efR}}, \tag{3}$$

где $\mu_{efR} = |\mu_{ef}| + \mu_{ef}''$, $\mu_{ef} = \mu_{ef}' - i\mu_{ef}''$ – эффективная скалярная магнитная проницаемость, которая зависит от компонент тензора магнитной проницаемости $\vec{\mu}$.

Коэффициент затухания однородной плоской волны в гиромангнитной проводящей среде определяется

$$k'' = k_0 \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\omega}} \left(|\mu_{ef}'| + \mu_{ef}'' \right)^{1/2} \equiv \sqrt{\mu_{efR}} / \delta = 1 / \delta_1. \quad (4)$$

Толщина скин-слоя (3) зависит от действительной μ_{ef}' и мнимой μ_{ef}'' частей эффективной скалярной магнитной проницаемости μ_{ef} . Следовательно, значение δ_1 максимально при минимальных значениях μ_{ef}' и μ_{ef}'' , т.е. в точке антирезонанса эффективной магнитной проницаемости μ_{ef} . Явление антирезонанса заключается в обращении в нуль действительной части эффективной магнитной проницаемости $\mu_{ef}' = 0$. При этом в отличие от резонанса мнимая часть μ_{ef}'' (при наличии диссипации в ферромагнетике) имеет минимальное значение $\mu_{ef}'' \rightarrow 0$.

В неограниченном ферромагнетике условие антирезонанса имеет вид

$$\omega_{ares} = \omega_H + \omega_M, \quad (5)$$

где ω_{ares} – частота антирезонанса, $\omega_H = \gamma H_0$, $\omega_M = \gamma 4\pi M_0$.

Толщина скин-слоя в ферромагнитном металле $\delta_1 = \delta / \sqrt{\mu_{efR}}$ зависит от магнитной проницаемости, а следовательно, от ширины резонансной кривой, в которую вносит вклад и обменное взаимодействие.

Глубина проникновения поля в ферромагнитный металл $\delta_1 = \delta / \sqrt{\mu_{efR}}$ увеличивается вблизи точки антирезонанса (5) при $\mu_{efR} = |\mu_{ef}'| + \mu_{ef}'' \rightarrow 0$, что приводит к уменьшению коэффициента затухания $k'' \sim \frac{1}{\delta_1}$ электромагнитной волны. На частоте ω_{ares} в пределах ширины линии ферромагнитного антирезонанса имеется минимум поглощения электромагнитной волны и резкое возрастание амплитуды волны, проходящей через эффективную «пленку» ферромагнитного металла (толщиной $2r < \delta_1$). При $\delta_1 = \delta / \sqrt{\mu_{efR}} > 2r$ коэффициент прохождения $|R_{11}^{12}|$ увеличивается.

Для решетки с толщиной $2r$, сравнимой с глубиной проникновения поля δ_1 в ферромагнитный металл, расчет просачивающейся мощности требует учета электродинамических граничных условий, и его следует проводить обязательно с учетом обменного взаимодействия.

Для металлических образцов с ограниченными размерами в форме эллипсоида (предельными случаями являются бесконечно тонкая пластинка и бесконечно тонкий цилиндр) условие антирезонанса запишем в виде

$$\omega_{ares} = \omega_0 + \omega_M, \quad (6)$$

где ω_0 – собственная частота ферромагнитного резонанса в эллипсоиде.

Внутреннее магнитное поле в ферромагнитном эллипсоиде, помещенном во внешнее магнитное поле \vec{H}_0 , равно

$$\overline{H_{0\text{вн}}} = \overline{H_0} - \overline{N}M_0, \quad (7)$$

где \overline{N} – тензор размагничивания.

Как следует из результатов математического моделирования (рис. 3), максимум коэффициента прохождения $|R_{11}^{12}|$ управляется полем намагничивания H_0 и зависит от геометрии и соотношения размеров магнитной нанорешетки (диаметра $2r$ нанопроволоки периода решетки $a = 3,5r$). При расстояниях между ферромагнитными нанопроволоками диаметром $2r = 25$ нм больших, чем $a > 100$ нм [2, 3], моделью слоя невзаимодействующих магнитных нанопроволок является бесконечно тонкий цилиндр с продольным подмагничиванием внешним магнитным полем $\vec{H}_0 = H_0 \vec{y}_0$,

размагничивающие факторы $N_x = N_y = 2\pi$, $N_z = 0$. В этом случае собственная частота ферромагнитного резонанса однородного типа колебаний равна

$$\frac{\omega_0}{\gamma} = H_0 + 2\pi M_0. \quad (8)$$

При дальнейшем сокращении диаметра и расстояний между ферромагнитными нанопроволоками $a \leq 60$ нм (переходе в масштаб длины обменного взаимодействия) обменное взаимодействие в системе сильно взаимодействующих нанопроволок, связанных силами магнитного диполь-дипольного взаимодействия, играет доминирующую роль. При малом диаметре $2r = 10$ нм и расстояниях $a = 17,5$ нм двумерная магнитная нанорешетка приближается по свойствам к квазиплоской ферромагнитной тонкой пленке с касательным направлением намагниченности, при этом размагничивающие факторы $N_x = 0$, $N_y = 4$, $N_z = 0$.

В случае магнитной нанорешетки с высокой плотностью собственная частота ферромагнитного резонанса однородного типа прецессии намагниченности равна

$$\left(\frac{\omega_0}{\gamma}\right)^2 = H_0(H_0 + 4\pi M_0). \quad (9)$$

Из (8), (9) следует, что для того, чтобы реализовать антирезонансный минимум поглощения в точке антирезонанса (6), требуется приложить большее значение внешнего магнитного поля H_0 в случае магнитной нанорешетки с высокой плотностью (кривая 1 рис. 3), чем в случае магнитной нанорешетки с малой плотностью (кривая 4 рис. 3).

3. Результаты математического моделирования размерных эффектов, возникающих при дифракции в терагерцовом диапазоне

Анализ полученных результатов математического моделирования дифракции электромагнитного излучения на исследуемой магнитной наноконструктивной структуре в виде решеток из нанопроволоки показывает, что при фиксированной длине проволочных элементов снижение относительного коэффициента затухания TEM -волны происходит как с увеличением диаметра нанопроволоки, так и с увеличением напряженности поля намагничивания (рис. 4). Наибольшие значения коэффициента отражения возникают при длине нанопроволоки менее 200 нм (рис. 5). Эффект антирезонанса проявляется при использовании ячеек нанорешеток размером более 500 нм.

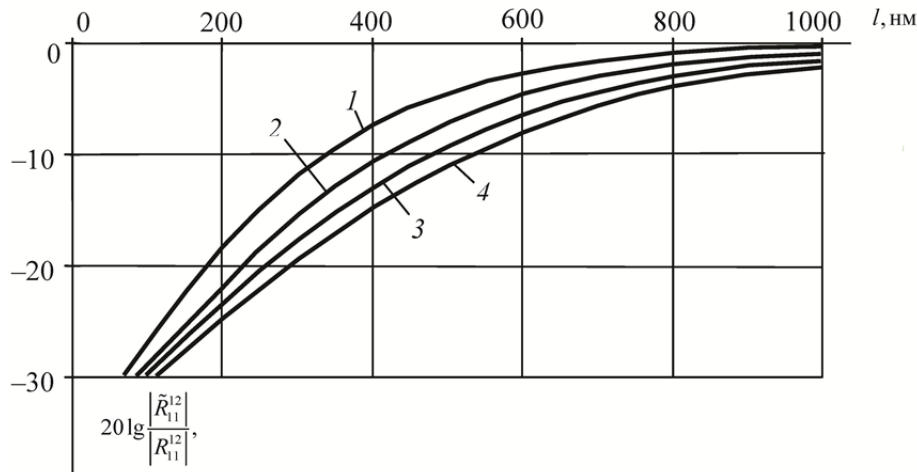


Рис. 4. Относительный коэффициент затухания TEM -волны, проходящей через двумерную магнитную нанорешетку в зависимости от длины l нанопроволок при изменении величины поля намагничивания H_0 : $|R_{11}^{12}|$ – коэффициент прохождения при $H_0 \neq 0$; $|\tilde{R}_{11}^{12}|$ – при $H_0 = 0$; $\vec{H}_0 = H_0 \vec{y}_0$; $a = 3,5r$, $b = 1,25l$; $c = 2r$; $f = 30$ 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

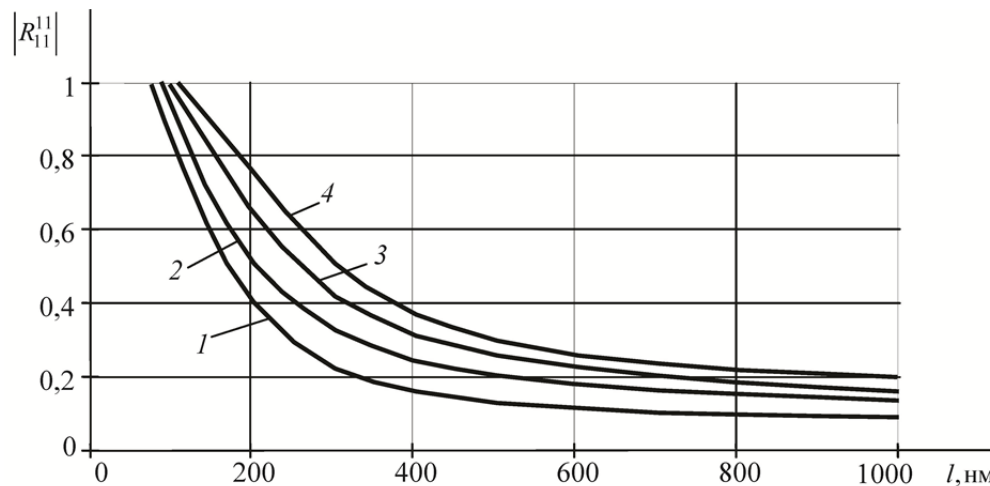


Рис. 5. Модуль коэффициента отражения $|R_{11}^{11}|$ *ТЕМ*-волны от двумерной магнитной нанорешетки

в зависимости от длины нанопроволок l при изменении величины поля намагничивания H_0 :

$$\vec{H}_0 = H_0 \vec{y}_0; f = 30 \text{ ТГц}; a = 3,5r, b = 1,25l; c = 2r; \text{ кривые: } 1 - 2r = 10 \text{ нм}, H_0 = 450 \text{ Э};$$

$$2 - 2r = 15 \text{ нм}, H_0 = 105 \text{ Э}; 3 - 2r = 20 \text{ нм}, H_0 = 75 \text{ Э}; 4 - 2r = 25 \text{ нм}, H_0 = 50 \text{ Э}$$

Разработанный подход к математическому моделированию размерных эффектов на нанорешетках из магнитных нанопроволок, базирующийся на методах вычислительной электродинамики, позволяет преодолеть ограничения известных методов анализа в магнитостатическом приближении.

Список литературы

1. Исследование эффекта антирезонанса при воздействии лазерного излучения на магнитную нанокompозитную структуру / Г. С. Макеева, О. А. Голованов, В. Я. Савицкий, О. В. Филиппов // Труды Междунар. симп. Надежность и качество. – 2015. – Т. 2. – С. 142 – 145.
2. M. Pardavi-Horvath, P. E. Si, M. Vazquez, W. O. Rosa, and G. Badini // J. Appl. Phys. – 2008. – 103, 07D517.
3. Голованов, О. А. Оптические фильтры на основе опаловых матриц из диэлектрических наносфер / О. А. Голованов, В. Я. Савицкий, О. В. Филиппов // Надежность и качество сложных систем. – 2015. – № 1. – С. 17–23.

Макеева Галина Степановна

доктор физико-математических наук, профессор,
кафедра радиотехники и радиотехнических систем,
Пензенский государственный университет
(440026, Россия, г. Пенза, ул. Красная, 40)
E-mail: radiotech@pnzgu.ru

Голованов Олег Александрович

доктор физико-математических наук, профессор,
кафедра общепрофессиональных дисциплин,
Военный учебно-научный центр Сухопутных войск
«ОВА ВС РФ» (филиал г. Пенза)
(440005, Россия, г. Пенза-5)
E-mail: golovanovol@mail.ru

Савицкий Владимир Яковлевич

доктор технических наук, профессор,
кафедра общепрофессиональных дисциплин,
Военный учебно-научный центр Сухопутных войск
«ОВА ВС РФ» (филиал г. Пенза)
(440005, Россия, г. Пенза-5)
E-mail: W.savis@gmail.com

Makeeva Galina Stepanovna

doctor of physical and mathematical sciences,
professor, sub-department of radiotechnics
and radiotechnic systems,
Penza State University,
(440026, 40 Krasnaya street, Penza, Russia)

Golovanov Oleg Aleksandrovich

doctor of physical and mathematical sciences,
professor, sub-department of general trade science,
Militarian Educational Scientific Center
of the Land Forces «OVA VS RF» (branch Penza)
(440005, Penza-5 city, Russia)

Savitskiy Vladimir Yakovlevich

doctor of technical sciences, professor,
sub-department of general trade science,
Militarian Educational Scientific Center
of the Land Forces «OVA VS RF» (branch Penza)
(440005, Penza-5 city, Russia)

Аннотация. Проведено математическое моделирование дифракции *ТЕМ*-волны на периодической решетке магнитных нанопроволок, базирующееся на решении трехмерной краевой задачи дифракции для уравнений Максвелла с электродинамическими граничными условиями совместно с уравнением Ландау–Лифшица с учетом обменного взаимодействия. С помощью вычислительного алгоритма на основе метода автономных блоков с виртуальными каналами Флоке и магнитными нановключениями проведен электродинамический расчет *S*-параметров многомодовой матрицы рассеяния двумерной решетки продольно намагниченных ферромагнитных нанопроволок. Сделан вывод, что максимум коэффициента прохождения *ТЕМ*-волны через решетку ферромагнитных нанопроволок управляется полем намагничивания вблизи точки антирезонанса в терагерцовом диапазоне частот и зависит от геометрии и соотношения размеров магнитной нанорешетки.

Ключевые слова: дифракция *ТЕМ*-волны, двумерная решетка продольно намагниченных ферромагнитных нанопроволок, электродинамический расчет *S*-параметров, управление полем намагничивания, антирезонанс, терагерцовый диапазон частот.

УДК 538.6

Макеева, Г. С.

Оценка антирезонанса при воздействии лазерного излучения на нанокompозитную структуру / Г. С. Макеева, О. А. Голованов, В. Я. Савицкий // Надежность и качество сложных систем. – 2015. – № 3 (11). – С. 53–60.

Abstract. Mathematical modelling of diffraction of *TEM*-waves on a periodic lattice magnetic nanowire, based on the decision three-dimensional regional a problem of diffraction for equations Maxwell with electrodynamic boundary conditions together with equation Landau-Lifshitsa taking into account exchange interaction is spent. By means of computing algorithm on the basis of a method of independent blocks with virtual channels the Flock and magnetic nanoimpregnations electrodynamic calculation of *S*-parameters matrixes of dispersion of a two-dimensional lattice is carried out is longitudinal magnetised ferromagnetic nanowire. The conclusion is drawn, that the maximum of factor of passage of *TEM*-waves through a lattice ferromagnetic nanowire copes a field of magnetisation near to an antiresonance point in terahertz a range of frequencies and depends on geometry and a parity of the sizes magnetic nanolattice.

Key words: diffraction of *TEM*-waves, a two-dimensional lattice it is longitudinal magnetised ferromagnetic nanowire, electrodynamic calculation of *S*-parameters, management of a magnetisation field, an antiresonance, terahertz a range of frequencies.