
**ЭЛЕКТРОДИНАМИКА
И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН**

УДК 621.396.67.001.24

**ЭКВИВАЛЕНТНЫЙ ПОВЕРХНОСТНЫЙ ИМПЕДАНС
БЕСКОНЕЧНОЙ РЕШЕТКИ ЩЕЛЕВЫХ ИМПЕДАНСНЫХ НАГРУЗОК
НА ОСНОВЕ ПОЛОСТИ С ПОПЕРЕЧНЫМ СЕЧЕНИЕМ
В ВИДЕ РАВНОСТОРОННЕГО ТРЕУГОЛЬНИКА**

© 2019 г. В. Г. Кошкидько¹, *, Э. С. Сердюк¹

¹*Институт радиотехнических систем и управления Южного федерального университета,
Российская Федерация, 347922 Таганрог, Некрасовский пер., 44*

*E-mail: kvg59@mail.ru

Поступила в редакцию 22.02.2017 г.

После доработки 14.09.2017 г.

Принята к публикации 11.10.2017 г.

Рассмотрена двумерная задача о возбуждении плоской волной бесконечной решетки щелевых импедансных нагрузок с целью определения эквивалентного поверхностного импеданса. Каждый элемент решетки представляет собой щель в идеально проводящем экране, нагруженную полостью с поперечным сечением в виде равностороннего треугольника. Решение задачи проводилось методом интегральных уравнений, для численной реализации которого использовался метод Крылова–Боголюбова. Для случая H -поляризации падающей волны рассчитаны зависимости импеданса от размеров щели, размеров полости и угла падения плоской волны. Проведен сравнительный анализ зависимостей, полученных для рассматриваемой конструкции импедансной нагрузки в составе бесконечной решетки, с характеристиками одиночной импедансной нагрузки.

DOI: 10.1134/S0033849419030082

ВВЕДЕНИЕ

Структуры с реактивным характером поверхностного импеданса широко используются для управления рассеянными полями радиолокации радиолокационных объектов [1–7], в антенной технике при создании антенн поверхностных волн и в задачах обеспечения развязки антенн [8–10], а также при разработке так называемых “искусственных импедансных поверхностей” (artificial impedance surfaces) [11, 12], к созданию которых в последние десятилетия проявляется значительный интерес.

В работах [5–7] в приближении физической оптики для поверхности объекта с произвольным поперечным сечением были получены в явном виде выражения для реактивного импеданса, обеспечивающего этому объекту заданные рассеивающие свойства. Было показано, что нормированный реактивный импеданс изменяется в значительных пределах (теоретически от $-\infty$ до $+\infty$), причем его величина не должна иметь сильной зависимости от угла падения электромагнитной волны. Кроме этого, желательно, чтобы толщина конструкции, реализующей заданное значение импеданса, была минимальной, или, по крайней мере, не более четверти длины волны.

Для технической реализации реактивного поверхностного импеданса, используются как одиночные прямоугольные канавки (либо ребристые структуры на их основе), так и щелевые импедансные нагрузки (ЩИН), построенные на основе отверстия в идеально проводящем экране, нагруженного полостью.

В работах [13–35] исследованы характеристики различных конструкций ЩИН как в одиночном исполнении [13–27], так и в составе бесконечных решеток [28–35].

К сожалению, как ребристые структуры, так и ни одна из конструкций, исследованных в работах [13–35], не удовлетворяют одновременно указанным выше требованиям, поэтому проблема технической реализации импеданса до сих пор остается актуальной.

В работе [28] решена задача о возбуждении плоской волной одиночной ЩИН на основе полости с поперечным сечением в виде равностороннего треугольника.

В данной статье исследована эта же конструкция ЩИН, но в составе бесконечной решетки, с целью выяснить, как изменяется импеданс одиночной ЩИН при ее включении в состав решетки.

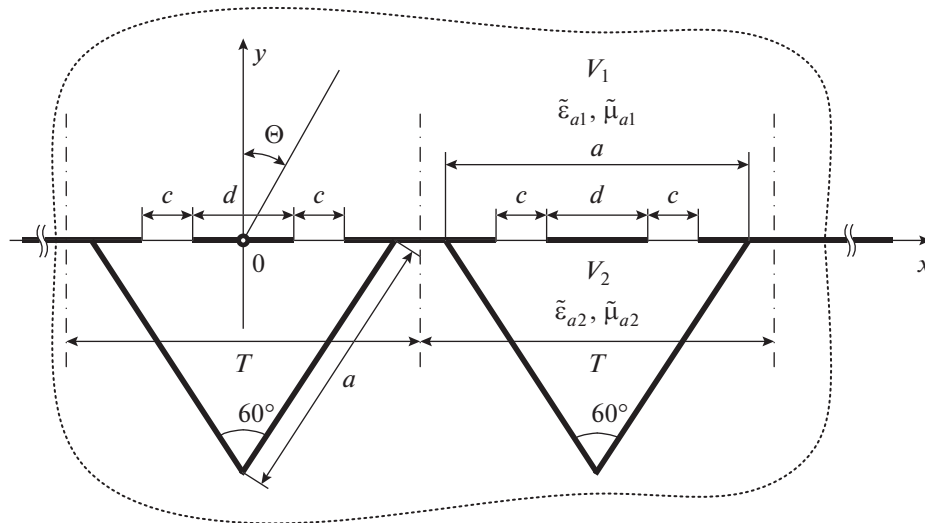


Рис. 1. Постановка задачи.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Имеется бесконечная периодическая решетка ЩИН (рис. 1), размещенных с периодом T . Каждый элемент решетки содержит две области — V_1 и V_2 .

Область V_1 с параметрами ϵ_{a1}, μ_{a1} занимает все полупространство над границей раздела, лежащей в плоскости xOz , ($y \geq 0$). Первичное поле возбуждается в области V_1 плоской волной, падающей под углом θ , отсчитываемым от нормали к плоскости xOz . Область V_2 ($y < 0$) с параметрами ϵ_{a2}, μ_{a2} не содержит возбуждающих источников и ограничена стенками полости с поперечным сечением в виде равностороннего треугольника со стороной a ($\epsilon_{a1,2}, \mu_{a1,2}$ — абсолютные комплексные диэлектрическая и магнитная проницаемости сред соответствующих областей). Область V_1 связана с областью V_2 через одну или нескольких щелей в идеально проводящем экране, расположенном на границе областей V_1 и V_2 ($y = 0$). В раскрытии каждой щели, имеющей ширину c , расположен полосковый проводник шириной d .

Характеристики возбуждающих источников и параметры конструкции будем считать независимыми от координаты z (двумерная задача), имеются составляющие полей H_z, E_x, E_y , (H — поляризация). Требуется найти усредненный по периоду решетки T эквивалентный поверхностный импеданс.

2. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ

Поля в области V_1 . Выражения для полей в области V_1 были получены в [28] в виде разложения по пространственным гармоникам Флоке

$$H_z(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} I_m^{(1)} \psi_m(x) \exp(-i\Gamma_m^{(1)} y) + \psi_0(x) \exp(i\Gamma_0^{(1)} y), \quad (1)$$

$$E_x(x, y) = - \sum_{m=-\infty}^{\infty} Z_m^{(1)} I_m^{(1)} \psi_m(x) \exp(-i\Gamma_m^{(1)} y) + Z_0^{(1)} \psi_0(x) \exp(i\Gamma_0^{(1)} y), \quad (2)$$

где T — период решетки, $I_m^{(1)}$ коэффициенты разложения тока, $\Gamma_m^{(1)}$ — постоянная распространения, $\psi_m(x)$ — функции, определяющие изменение поля в поперечном направлении:

$$\psi_m(x) = \sqrt{\frac{1}{T}} \exp\left(-i\left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta\right)x\right),$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

$$\Gamma_m^{(1)} = \sqrt{k_1^2 - \left(\frac{2m\pi}{T} - k_1 \sin \theta\right)^2},$$

$$Z_m^{(1)} = \Gamma_m^{(1)} / \omega \epsilon_{a1}, \quad k_1 = \omega \sqrt{\epsilon_{a1} \mu_{a1}}.$$

Используя ортогональность гармоник Флоке, из (2) найдем коэффициенты разложения тока $I_m^{(1)}$ и, подставляя их в (1), получим выражение для

магнитного поля на границе областей V_1 и V_2 со стороны области V_1 , т.е. в плоскости xOz при $y = 0$

$$H_z(x, 0) = - \int_{-T/2}^{T/2} \left\{ \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(1)} \psi_m(x) \psi_m^*(x') \right\} \times \\ \times E_x(x', 0) dx' + 2\psi_0(x), \quad (3)$$

где $Y_m^{(1)} = 1/Z_m^{(1)}$.

Поля в области V_2 . Выражения для полей в области V_2 было получено в [13] в виде разложения по собственным функциям области с поперечным сечением в виде равнобедренного треугольника с использованием функции Грина такой области, приведенной в работе [37]. На границе областей V_1 и V_2 со стороны области V_2 ($y = 0$) выражение для магнитного поля примет вид:

$$H_z(x, 0) = - \int_{-c/2}^{c/2} E_x(x') K(x, x') dx', \quad (4)$$

где

$$K(x, x') = -i \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{k_2}{W_2} \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{T_1(x) T_1(x') + T_2(x) T_2(x')}{16\pi^2 (m^2 + mn + n^2) - 9a^2 k_2^2}, \quad (5)$$

$$k_2 = \omega \sqrt{\epsilon_2 \mu_2}, \quad W_2 = \sqrt{\mu_2 / \epsilon_2}, \quad (6)$$

$$T_1(x) = (-1)^{m+n} \cos\left(\frac{2\pi(m-n)x}{3a}\right) + \\ + (-1)^m \cos\left(\frac{2\pi(2n+m)x}{3a}\right) + \\ + (-1)^n \cos\left(\frac{2\pi(2m+n)x}{3a}\right), \quad (7)$$

$$T_2(x) = (-1)^{m+n} \sin\left(\frac{2\pi(m-n)x}{3a}\right) + \\ + (-1)^m \sin\left(\frac{2\pi(2n+m)x}{3a}\right) - \\ - (-1)^n \sin\left(\frac{2\pi(2m+n)x}{3a}\right). \quad (8)$$

Интегральное уравнение. Удовлетворяя условию непрерывности касательных составляющих полей в раскрыве отверстий в плоскости $y = 0$, получим интегральное уравнение относительно касательной составляющей электрического поля $E_x(x) = E_x(x, 0)$ путем приравнявая правых частей (3) и (4)

$$\int_{-T/2}^{T/2} E_x(x') [Q_1(x, x') + Q_2(x, x')] dx' = P(x), \quad (9)$$

где

$$Q_1(x, x') = \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(1)} \psi_m(x) \psi_m^*(x'), \quad (10)$$

$$Q_2(x, x') = -i \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{k_2}{W_2} \times \\ \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{T_1(x) T_1(x') + T_2(x) T_2(x')}{16\pi^2 (m^2 + mn + n^2) - 9a^2 k_2^2}, \quad (11)$$

$$P(x) = -2\psi_0(x). \quad (12)$$

Эквивалентный поверхностный импеданс. Обычно решение задач анализа и синтеза структур с реактивным характером поверхностного импеданса проводится в импедансной постановке. При этом в качестве характеристики импедансных свойств поверхности используется либо поверхностный импеданс (ПИ), либо эквивалентный поверхностный импеданс (ЭПИ) [38].

ПИ определяется как отношение касательных составляющих векторов электрического и магнитного полей в раскрыве канавки при учете только одного (основного) типа волны, возбуждающегося в канавке (в волноводе, образующем канавку) [39, 40]. При таком определении ПИ является сторонним (не зависит от структуры поля сторонних источников, возбуждающих канавку), не зависит от ширины канавки и неограничен при определенных значениях глубины канавки, что приводит к значительным ошибкам при рассмотрении задач анализа ребристых структур и при реализации структур с заданными импедансными свойствами.

В работе [41] показано, что при учете высших типов волн, возбуждающихся в канавке, отношение касательных составляющих векторов электрического и магнитного полей существенно меняется в раскрыве канавки и не может служить характеристикой импедансных свойств канавки, поэтому импедансные свойства “апертуры” канавки предложено характеризовать величиной ЭПИ, который определяется на основе энергетических соображений. При этом ЭПИ зависит от ширины канавки и стремится к ПИ при уменьшении ширины канавки.

ЭПИ определяется по следующей формуле [41]

$$Z_{\Theta} = \int_{-T/2}^{T/2} E_x(x') H_z^*(x') dx' / \int_{-T/2}^{T/2} |H_z(x')|^2 dx', \quad (13)$$

где Z_{Θ} — эквивалентный поверхностный импеданс, T — интервал усреднения импеданса.

Касательная составляющая электрического поля в раскрыве щели $E_x(x)$, входящая в выражение (13), определяется в результате решения интегрального уравнения (9), а касательная составляющая

щая магнитного поля $H_z(x)$ может быть найдена из выражения (3) или (4).

3. АЛГОРИТМИЗАЦИЯ ЗАДАЧИ

Для численной реализации полученного интегрального уравнения (9) использовался метод Крылова—Боголюбова, в результате чего указанное интегральное уравнение сводилось к системе линейных алгебраических уравнений следующего вида

$$\begin{pmatrix} C_{11}C_{12}\dots C_{N1} \\ C_{21}C_{22}\dots C_{N2} \\ \vdots \\ C_{N1}C_{N2}\dots C_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{x1} \\ E_{x2} \\ \vdots \\ E_{xN} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \vdots \\ P_N \end{pmatrix}, \quad (14)$$

где

$$C_{ij} = C_{ij}^{(1)} + C_{ij}^{(2)}, \quad (15)$$

$$C_{ij}^{(1)} = \int_{x_j - \Delta_x}^{x_j + \Delta_x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} Y_m^{(1)} \Psi_m(x_i) \Psi_m^*(x') dx', \quad (16)$$

$$C_{ij}^{(2)} = -i \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{k_2}{W_2} \times \int_{x_j - \Delta_x}^{x_j + \Delta_x} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{T_1(x_i) T_1(x') + T_2(x_i) T_2(x')}{16\pi^2 (m^2 + mn + n^2) - 9a^2 k_2^2} dx', \quad (17)$$

$$P_i = 2\Psi_0(x_i), \quad (18)$$

$x_j = -T/2 + \Delta_x(2j-1)$ — координаты точек коллокации, N — количество интервалов разбиения, $\Delta_x = x_{j+1} - x_j$ — размер интервала разбиения, $i = 1, \dots, N$, $j = 1, \dots, N$.

Коэффициенты матрицы $C_{ij}^{(1)}$. Выражения для расчета элементов матрицы $C_{ij}^{(1)}$ получены в [28] и имеют следующий вид:

$$C_{ij}^{(1)} = [k_1/(TW_1)](\Sigma_0 + \Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3), \quad (19)$$

где

$$W_1 = \sqrt{\mu_{al}/\epsilon_{al}}, \quad \Sigma_0 = \frac{\sin(k_1 \Delta_x \sin \theta)}{(k_1 \Delta_x \sin \theta)} \times \frac{2\Delta_x}{k_1 \cos \theta} \exp[-nk_1 \sin \theta (x_j - x_i)], \quad (20)$$

$$\Sigma_1 = \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{k_1^2 - R_1^2}} - \frac{i}{2k\pi/T} \right) 2\Delta_x \times \frac{\sin R_1 \Delta_x}{R_1 \Delta_x} \exp[-iR_1(x_i - x_j)], \quad (21)$$

$$\Sigma_2 = \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{1}{\sqrt{k_1^2 - R_1^2}} - \frac{i}{2k\pi/T} \right) 2\Delta_x \times \frac{\sin R_2 \Delta_x}{R_2 \Delta_x} \exp[-iR_2(x_i - x_j)], \quad (22)$$

$$\Sigma_3 = \begin{cases} -i \frac{T^2}{\pi^2} \int_{t_1}^{t_2} \exp\left[ik_1 \sin\left(\theta \frac{T}{\pi} t\right)\right] \ln(2 \sin t) dt, \\ i \neq j, \\ -i \frac{T^2}{\pi^2} \left[J\left(\frac{\pi}{T} \Delta_x\right) - J\left(-\frac{\pi}{T} \Delta_x\right) \right], \quad i = j, \end{cases} \quad (23)$$

$$R_1 = 2k\pi/T - k_1 \sin \theta, \quad R_2 = -2k\pi/T - k_1 \sin \theta, \\ t_1 = (\pi/T)(|x_i - x_j| - \Delta_x), \\ t_2 = (\pi/T)(|x_i - x_j| + \Delta_x), \quad (24)$$

$$J(t) = -\frac{\exp(pt)}{4} \sum_{k=1}^{\infty} \left[\frac{p \cos(2kt)}{k(h^2 + k^2)} + \frac{2 \sin(2kt)}{h^2 + k^2} \right], \\ p = ik_1(T/\pi) \sin \theta; \quad h = p/2.$$

Первый сомножитель в выражении (20) при $\theta = 0$ принимается равным единице. Для вычисления элемента Σ_3 при $i \neq j$ можно использовать численное интегрирование по методу Симпсона, поскольку в этом случае подынтегральное выражение не содержит особенности. При $i = j$ для вычисления функции $J(t)$ используется преобразование Эйлера с целью улучшения сходимости входящих в (24) рядов.

Коэффициенты матрицы $C_{ij}^{(2)}$. Выражение для коэффициентов матрицы $C_{ij}^{(2)}$ получено в [13] интегрированием выражения (17) по размеру участка разбиения интервала интегрирования $2\Delta_x$:

$$C_{ij}^{(2)} = -i \frac{4}{\sqrt{3}} \frac{k_2}{W_2} \times \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{T_1^S(x_j) T_1(x_i) + T_2^S(x_j) T_2(x_i)}{16\pi^2 (m^2 + mn + n^2) - 9a^2 k_2^2}, \quad (25)$$

где

$$T_1^S(x_j) = \int_{x_j - \Delta_x}^{x_j + \Delta_x} T_1(x') dx' = \\ = 2\Delta_x \left((-1)^{m+n} \frac{\sin(U1)}{U1} \cos\left(\frac{2\pi(m-n)x_j}{3a}\right) + \right. \\ \left. + (-1)^m \frac{\sin(U2)}{U2} \cos\left(\frac{2\pi(2n+m)x_j}{3a}\right) + \right. \\ \left. + (-1)^n \frac{\sin(U3)}{U3} \cos\left(\frac{2\pi(2m+n)x_j}{3a}\right) \right), \quad (26)$$

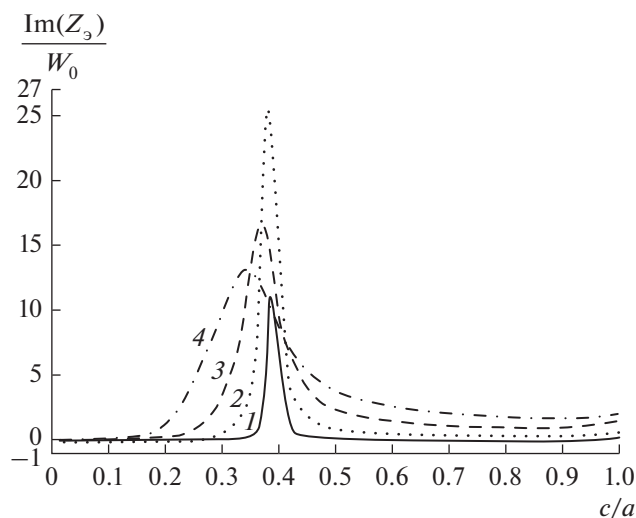


Рис. 2. Зависимость эквивалентного поверхностного импеданса от ширины щели c/a при отсутствии полоскового проводника ($d = 0$) и при различных фиксированных значениях периода решетки $T = 0.05\lambda$; $T = 0.1\lambda$; $T = 0.15\lambda$; $T = 0.2\lambda$ (кривые 1–4 соответственно).

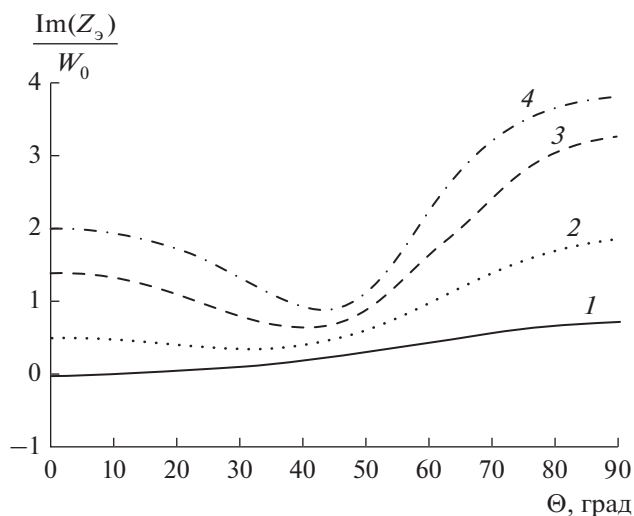


Рис. 3. Зависимость эквивалентного поверхностного импеданса от угла падения электромагнитной волны θ при отсутствии полоскового проводника ($d = 0$) и при различных фиксированных значениях периода решетки $T = 0.05\lambda$; $T = 0.1\lambda$; $T = 0.15\lambda$; $T = 0.2\lambda$ (кривые 1–4 соответственно).

$$\begin{aligned}
 T_2^S(x_j) &= \int_{x_j - \Delta_x}^{x_j + \Delta_x} T_2(x') dx' = \\
 &= 2\Delta_x \left((-1)^{m+n} \frac{\sin(U1)}{U1} \sin\left(\frac{2\pi(m-n)x_j}{3a}\right) + \right. \\
 &\quad + (-1)^m \frac{\sin(U2)}{U2} \sin\left(\frac{2\pi(2n+m)x_j}{3a}\right) - \\
 &\quad \left. - (-1)^n \frac{\sin(U3)}{U3} \sin\left(\frac{2\pi(2m+n)x_j}{3a}\right) \right), \\
 U1 &= \frac{2\pi(m-n)\Delta_x}{3a}, \quad U2 = \frac{2\pi(2n+m)\Delta_x}{3a}, \\
 U3 &= \frac{2\pi(2m+n)\Delta_x}{3a}.
 \end{aligned} \quad (27)$$

4. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

По изложенному алгоритму были рассчитаны зависимости комплексного ЭПИ $Z_\Sigma = R_\Sigma + iX_\Sigma$ от размера щели c и от угла падения θ электромагнитной волны (ЭМВ), причем импеданс является чисто реактивным ($Z_\Sigma = iX_\Sigma, R_\Sigma = 0$). Все виды зависимостей приведены для активной и реактивной составляющих ЭПИ, нормированных на сопротивление свободного пространства $W_0 = 120\pi$ Ом. Все расчеты выполнялись для параметров сред $\tilde{\mu}_{a1} = \tilde{\mu}_{a2} = \mu_0, \tilde{\epsilon}_{a1} = \tilde{\epsilon}_{a2} = \epsilon_0$.

На рис. 2 представлены зависимости реактивной составляющей ЭПИ от ширины щели c при $T = a$ и

при отсутствии полоскового проводника ($d = 0$). Расчеты выполнены для нескольких фиксированных значений периода решетки T (1 – $T = 0.05\lambda$, 2 – $T = 0.1\lambda$, 3 – $T = 0.15\lambda$, 4 – $T = 0.2\lambda$) при изменении ширины щели c в пределах от $0.1T$ до $1.0T$.

Зависимости при всех значениях периода T имеют ярко выраженный максимум, положение которого определяется величиной ширины щели c . По сравнению с аналогичной конструкцией в одиночном исполнении [13] пределы перемещения этого максимума являются существенно более узкими ($0.3T \leq c \leq 0.45T$).

На рис. 3 представлены зависимости реактивной составляющей ЭПИ от угла падения электромагнитной волны θ . Расчеты выполнены для таких же значений геометрических параметров конструкции, что и для рис. 2.

Из графиков видно, что по сравнению с аналогичной конструкцией в одиночном исполнении [13], зависимость импеданса от угла падения электромагнитной волны является более сильной для всех рассматриваемых значений периода решетки.

На рис. 4 представлены зависимости реактивной составляющей ЭПИ от ширины полоскового проводника d при $T = a$. Расчеты выполнены для нескольких фиксированных значений периода решетки T (1 – $T = 0.1\lambda$, 2 – $T = 0.2\lambda$, 3 – $T = 0.3\lambda$, 4 – $T = 0.4\lambda$, 5 – $T = 0.5\lambda$) при изменении d в пределах от $0.1T$ до $1.0T$.

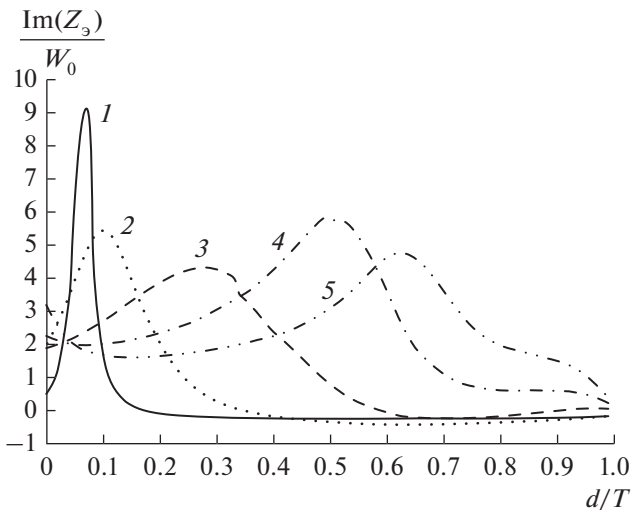


Рис. 4. Зависимость эквивалентного поверхностного импеданса от ширины полоскового проводника d при $T = a$ и при различных фиксированных значениях периода решетки T ($T = 0.1\lambda$; $T = 0.2\lambda$; $T = 0.3\lambda$; $T = 0.4\lambda$; $T = 0.5\lambda$) (кривые 1–5 соответственно).

Как и на рис. 2, зависимости при всех значениях периода T имеют ярко выраженный максимум, положение которого определяется величиной d .

Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1) как и в случае аналогичной конструкции ЩИН в одиночном исполнении, ЭПИ имеет чисто реактивный характер, причем при значениях периода T в пределах $0 \leq T \leq 0.25\lambda$ удастся реализовать только положительные значения реактивной составляющей ЭПИ;

2) в рассматриваемой конструкции ЩИН так же, как и в случае ЩИН в одиночном исполнении, имеется технологическая возможность регулирования величины ЭПИ за счет изменения геометрических размеров конструкции.

3) сравнение характеристик рассматриваемой конструкции с другими, исследованными ранее [13–35], показывает, что при одинаковых габаритных размерах пределы реализованных значений импеданса расширить не удастся, но при этом зависимость импеданса от угла падения электромагнитной волны в секторе углов, близких к нормальному падению, является более слабой, чем, например, у конструкции с полостью прямоугольного поперечного сечения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Захарьев Л.И., Леманский А.А. Рассеяние волн "черными" телами. М.: Сов. радио, 1972.
2. Schindler J.K., Mack R.B., Blacksmith P. // Proc. IEEE. 1965. V. 53. № 8. P. 993.

3. Chen K.M., Liepa V.V. // IEEE Trans. 1964, V. AP-12. № 5. P. 576.
4. Short J.R., Chen K.M. // IEEE Trans. 1969. V. AP-17. № 3. P. 315.
5. Петров Б.М., Юханов Ю.В. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1980. Т. 23. № 9. С. 79.
6. Петров Б.М., Юханов Ю.В. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1980. Т. 23. № 9. С. 59.
7. Юханов Ю.В. // РЭ. 2000. Т. 45. № 4. С. 404.
8. Кюркчан А.Г. // РЭ. 1977. Т. 22. № 7. С. 1362.
9. Кюркчан А.Г., Зимнов М.Х. // РЭ. 1985. Т. 30. № 12. С. 2308.
10. Бененсон Л.С., Кюркчан А.Г., Суков А.И. // РЭ. 1992. Т. 37. № 1. С. 77.
11. Balanis C.A. Modern Antenna Handbook. N.Y.: John Wiley & Sons, 2008.
12. Sievenpiper D.F. High-impedance Electromagnetic Surfaces. Ph.D. Dissertation. Los Angeles: Univ. of California, 1999. 150 p. <http://optoelectronics.eecs.berkeley.edu/ThesisDan.pdf>.
13. Кошкидько В.Г., Сердюк Э.С. // РЭ. 2016. Т. 61. № 12. С. 1176.
14. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В. // Антенны. 2016. № 3. С. 33.
15. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В. // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2015. № 5. С. 20.
16. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В., Сердюк Э.С. // Известия ЮФУ. Технические науки. 2014. № 11. С. 58.
17. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В. // РЭ. 2003. Т. 48. № 1. С. 57.
18. Кошкидько В.Г., Ганжела Н.В. // РЭ. 1999. Т. 44. № 8. С. 947.
19. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В. // РЭ. 1999. Т. 44. № 1. С. 25.
20. Кошкидько В.Г., Петров Б.М., Юханов Ю.В. // РЭ. 1997. Т. 42. № 6. С. 652.
21. Кошкидько В.Г., Размазнин А.В. // Рассеяние электромагнитных волн (междувед. тем. науч. сборник). Таганрог: ТРТИ. Вып. 10. 1995. С. 109.
22. Кошкидько В.Г., Федотов В.Г. // Рассеяние электромагнитных волн (междувед. тем. науч. сборник). Таганрог: ТРТИ. Вып. 9. 1993. С. 135.
23. Петров Б.М., Кошкидько В.Г. // РЭ. 1988. Т. 33. № 10. С. 2060.
24. Кошкидько В.Г. // Рассеяние электромагнитных волн (междувед. тем. науч. сборник). Таганрог: ТРТИ. Вып. 6. 1987. С. 12.
25. Кошкидько В.Г., Петров Б.М., Юханов Ю.В. // Рассеяние электромагнитных волн (междувед. тем. науч. сборник). Таганрог: ТРТИ. Вып. 6. 1987. С. 87.
26. Юханов Ю.В., Кошкидько В.Г. // Рассеяние электромагнитных волн (междувед. тем. науч. сборник). Таганрог: ТРТИ. Вып. 5. 1985. С. 17.
27. Кошкидько В.Г., Шарварко В.Г. // Рассеяние электромагнитных волн (междувед. тем. науч. сборник). Таганрог: ТРТИ. Вып. 4. 1983. С. 64.
28. Кошкидько В.Г. // РЭ. 2000. Т. 45. № 7. С. 773.
29. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В. // РЭ. 2014. Т. 59. № 10. С. 1003.

30. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В., Сердюк Э.С. // Известия ЮФУ. Технические науки. 2015. № 11. С. 72.
31. Кошкидько В.Г., Ганжела Н.В., Алпатова О.В., Сердюк Э.С. // РЭ. 2016. Т. 61. № 4. С. 313.
32. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В. // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2016. № 4. С. 63.
33. Кошкидько В.Г. // Рассеяние электромагнитных волн (междувед. тем. науч. сборник). Таганрог: ТРТИ. Вып. 7. 1989. С. 134.
34. Кошкидько В.Г., Сердюк Э.С. // РЭ. 2015. Т. 60. № 1. С. 45.
35. Кошкидько В.Г., Алпатова О.В., Сердюк Э.С. // РЭ. 2016. Т. 61. № 5. С. 447.
36. Амтей И., Галиндо В., Ву Ч. Теория и анализ фазированных антенных решеток. М.: Мир, 1974.
37. Chadha R., Gupta K.C. // IEEE Trans. 1980. V. MTT-28. № 10. P.1139.
38. Волков И.А., Черенков В.С. // Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова. 2004. № 1. С. 28.
39. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенно-фидерные устройства. М.: ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1959.
40. Терешин О.Н., Седов В.М., Чаплин В.Ф. Синтез антенн на замедляющих структурах. М.: Связь, 1980.
41. Цалиев Т.А., Черенков В.С. // РЭ. 1985. Т. 30. № 9. С. 1689.