



УДК 537.8.029.6

В. Г. Кошкидько, О. В. Алпатова
Южный федеральный университет

Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки на основе отверстия в стенке плоскопараллельного волновода

Рассмотрена конструкция импедансной нагрузки, выполненной на основе щелей в стенке плоскопараллельного волновода, с целью определения эквивалентного поверхностного импеданса. Решение получено сведением задачи к интегральному уравнению, для численного решения которого использован метод Крылова-Боголюбова. Приведены зависимости эквивалентного поверхностного импеданса от размеров щелей и проводящей перемычки между ними, а также от угла падения плоской волны.

Щелевая импедансная нагрузка, эквивалентный поверхностный импеданс, численное решение

Одним из основных методов уменьшения рассеянного поля радиолокационных объектов является применение радиопоглощающих покрытий. Наряду с поглощающими покрытиями для уменьшения уровня рассеянного поля объектов применяются импедансные нагрузки [1]–[5].

В отличие от поглощающих покрытий импедансная нагрузка подключается к локальной области, размеры которой значительно меньше размеров всего отражающего объекта. Это позволяет значительно улучшить массогабаритные характеристики, что особенно важно при уменьшении рассеянного поля мобильных объектов.

Реализация определенного закона распределения поверхностного импеданса является актуальной проблемой в радиолокации не только при уменьшении рассеянного поля проводящих объектов, но и при разработке импедансных бортовых антенн, у которых рефлектор конструктивно совмещен с поверхностью носителя, а необходимое амплитудно-фазовое распределение формируется импедансной структурой, размещенной на рефлекторе [6].

В [1]–[5] предложены различные конструкции щелевых импедансных нагрузок, построенные на базе отверстия в идеально проводящем экране.

В настоящей статье исследована щелевая импедансная нагрузка, построенная на базе отверстия в одной из стенок плоскопараллельного волновода. Целью исследования явилось определение возможности регулировки эквивалентного поверхностного импеданса изменением диаметра отверстия или ширины полоскового проводника, размещенного в его раскрыве.

Постановка задачи. Рассмотрим двумерную задачу (рис. 1) (независимость характеристик возбуждающих источников и параметров конструкции от координаты z)¹. Неограниченное пространство делится бесконечно тонким идеально проводящим экраном S_1 на области V_1 и V_2 . В экране вырезаны две щели S_0 шириной c каждая, разделенные полосковым проводником, имеющим ширину d . Область V_1 содержит сторонние источники, расположенные в объеме V_j , которые излучают монохроматическое электромагнитное поле \mathbf{E}_0 , \mathbf{H}_0 , падающее под углом φ_n , отсчитываемым от нормали к плоскости экрана. Область V_1 имеет комплексные абсолютные диэлектрическую и магнитную проницаемости $\tilde{\epsilon}_{a1}$, $\tilde{\mu}_{a1}$. Область V_2 с проницаемостями

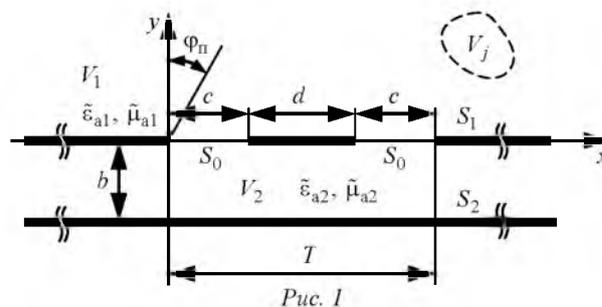


Рис. 1

¹ Ось z направлена в сторону наблюдателя.

² Предложенная модель как частный случай при $d=0$ учитывает связь областей через единственную щель. Методом суперпозиции модели можно описать произвольную структуру щелей.

ми $\tilde{\epsilon}_{a2}$, $\tilde{\mu}_{a2}$ не содержит возбуждающих источников и ограничена стенками плоскопараллельного волновода S_1 и S_2 с расстоянием b между ними. Рассмотрим задачу при H -поляризации, т. е. при наличии составляющих электромагнитного поля H_z , E_x , E_y . Необходимо определить эквивалентный поверхностный импеданс конструкции.

Решение задачи. Для решения задачи использован метод интегральных уравнений.

Интегральное уравнение относительно неизвестной касательной составляющей электрического поля $E_x(x)$ в раскрыве щели в случае электромагнитной связи двух объемов через отверстие имеет вид [1], [7]

$$\int_0^T E_x(x') [K_1(x, x') + K_2(x, x')] dx' = -\exp(ik_1 x \sin \varphi_{II}), \quad (1)$$

где $T = 2c + d$ – интервал усреднения импеданса; $k_1 = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_{a1} \tilde{\mu}_{a1}}$ – коэффициент распространения в области V_1 (ω – круговая частота).

Функции $K_1(x, x')$ и $K_2(x, x')$, входящие в ядро интегрального уравнения (1), являются решениями неоднородных уравнений Гельмгольца для областей V_1 и V_2 при отсутствии связи между ними (т. е. при $c = 0$) (рис. 1):

$$\Delta K_1 + k_1^2 K_1 = -M_{Mz}; \quad \Delta K_2 + k_2^2 K_2 = -M_{Mz}, \quad (2)$$

где Δ – оператор Лапласа; $k_2 = \omega \sqrt{\tilde{\epsilon}_{a2} \tilde{\mu}_{a2}}$;

$$M_{Mz} = -i\omega \tilde{\epsilon}_{a2} j_{Mz}, \quad (3)$$

– z -компонента векторной функции стороннего магнитного тока \mathbf{M}_M [8], причем j_{Mz} – z -компонента объемной плотности магнитного тока.

Функции K_1 и K_2 удовлетворяют граничным условиям

$$\partial K_1 / \partial n_1|_{S_1} = 0; \quad \partial K_2 / \partial n_2|_{S_2} = 0, \quad (4)$$

где n_1 , n_2 – внешние нормали к областям V_1 и V_2 соответственно.

Часть ядра интегрального уравнения (1) $K_1(x, x')$, относящаяся к области V_1 , удовлетворяет (2) и граничным условиям (4) и имеет вид [1]

$$K_1(x, x') = -\frac{k_1}{2W_1} H_0^{(2)} [k_1 \sqrt{(x-x')^2}],$$

где $W_1 = \sqrt{\tilde{\mu}_{a1} / \tilde{\epsilon}_{a1}}$ – волновое сопротивление области V_1 ; $H_0^{(2)}(\cdot)$ – функция Ганкеля второго рода нулевого порядка.

Для определения части ядра $K_2(x, x')$ интегрального уравнения (1), относящейся к области V_2 , необходимо решить вспомогательную задачу о возбуждении плоскопараллельного волновода синфазной нитью магнитного тока, лежащей в плоскости xOz и параллельной оси z . Приняв для простоты амплитуду линейной плотности тока равной 1, объемную плотность магнитного тока выразим следующим образом:

$$\mathbf{j}_M = \mathbf{i}_z j_{Mz} \delta(x' - x_0) \delta(y' - y_0), \quad (5)$$

где \mathbf{i}_z – орт оси z ; $\delta(\cdot)$ – дельта-функция; x_0 , y_0 – координаты расположения нити магнитного тока.

Воспользуемся решением задачи о возбуждении плоскопараллельного волновода произвольной системой источников [9]. Продольная составляющая магнитного поля определяется соотношением

$$H_{z2}(x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \int_{h=-\infty}^{\infty} H_{z_{nh}} dh, \quad (6)$$

где

$$H_{z_{nh}} = (1/\gamma) \cos[(n\pi/b)y] \exp(-ihx \pm \gamma z) F_M, \quad (7)$$

причем $\gamma = \sqrt{h^2 + (n\pi/b)^2 - k_2^2}$;

$$F_M = \frac{\epsilon_n}{4\pi b} \int_{V_2} M_{Mz}(x', y', z') \cos \frac{n\pi}{b} y' \times \exp(ihx' \pm \gamma z') dx' dy' dz' \quad (8)$$

($\epsilon_n = 1$ при $n = 0$ и $\epsilon_n = 2$ при $n \neq 0$)³.

С учетом (5) и (4) из выражения (3) получим

$$M_{Mz} = -i\omega \tilde{\epsilon}_{a2} \delta(x' - x_0) \delta(y' - y_0). \quad (9)$$

Подставив (9) в (8), а затем (8) в (7) и далее в (6), сделав необходимые преобразования, из выражения (6) получим:

$$H_{z2}(x, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{-i\omega \tilde{\epsilon}_{a2}}{2\pi b} \epsilon_n \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y_0\right) \times \int_{h=-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-ih(x-x_0)]}{\gamma^2} dh. \quad (10)$$

³ В (7), (8) верхние знаки в аргументах экспонент берутся при $z < z'$, нижние – при $z > z'$.

Применим к вычислению интеграла, входящего в (10):

$$J = \int_{h=-\infty}^{\infty} \frac{\exp[-ih(x-x')]}{h^2 + (n\pi/b)^2 - k_2^2} dh,$$

теорию вычетов, согласно которой

$$J = \frac{\pi}{\gamma_n} \begin{cases} \exp[\Gamma_n(x-x')], & x \leq x'; \\ \exp[-\Gamma_n(x-x')], & x > x', \end{cases} \quad (11)$$

где $\Gamma_n = \sqrt{(n\pi/b)^2 - k_2^2}$.

Подставив (11) в (10), окончательно получим:

$$H_{z2}(x, x', y, y') = \frac{-i\omega \tilde{\epsilon}_{a2}}{2b} \times \\ \times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_n}{\Gamma_n} \cos\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b}y'\right) \times \\ \times \exp[\pm \Gamma_n(x-x')], \quad (12)$$

где верхний знак в показателе экспоненты берется при $x < x'$, а нижний – при $x > x'$.

По условию основной задачи точки наблюдения и точки интегрирования находятся на верхней стенке плоскопараллельного волновода, т. е. при $y = y' = 0$, в результате чего выражение (12) примет вид

$$K_2(x, x') = H_{z2}(x, x') = \\ = \frac{-i\omega \tilde{\epsilon}_{a2}}{2b} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_n}{\Gamma_n} \exp(-\Gamma_n|x-x'|). \quad (13)$$

Таким образом, найдено выражение для части ядра интегрального уравнения (1), относящейся к области V_2 , удовлетворяющее неоднородному уравнению Гельмгольца (2) и граничному условию (4).

Эквивалентный поверхностный импеданс. В результате решения интегрального уравнения (1) определяется касательная составляющая электрического поля в раскрыве щели $E_x(x')$, после чего может быть найдена касательная составляющая магнитного поля:

$$H_z(x) = - \int_0^T E_x(x') K_2(x, x') dx'.$$

Касательные составляющие электрического и магнитного полей в раскрыве щели используются для нахождения интегральной характеристики – эквивалентного поверхностного импеданса (ЭПИ), определяемого по формуле [10]

$$Z_3 = \int_0^T E_x(x') H_z^*(x') dx' / \int_0^T |H_z(x')|^2 dx'.$$

Алгоритмизация задачи. Для численного решения интегрального уравнения (1) применен метод Крылова–Боголюбова [11]. В результате исходное интегральное уравнение (1) сведено к системе линейных алгебраических уравнений вида

$$\begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & \cdots & C_{1N} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} & \cdots & C_{2N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{N1} & C_{N2} & C_{N3} & \cdots & C_{NN} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} p_1 \\ p_2 \\ \vdots \\ p_N \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Коэффициенты системы уравнений (14) определяются следующим образом:

$$C_{mp} = C_{1mp} + C_{2mp}; \quad p_m = -\exp(ikx_m \sin \varphi_{\Pi}),$$

причем

$$C_{1mp} = \int_{x_p - \Delta_x}^{x_p + \Delta_x} K_1(x_m, x') dx'; \\ C_{2mp} = \int_{x_p - \Delta_x}^{x_p + \Delta_x} K_2(x_m, x') dx',$$

($x_p = -c/2 + \Delta_x(2p-1)$ – координаты точек коллокации; N – количество интервалов разбиения; $m, p = \overline{1, N}$; $2\Delta_x = x_{p+1} - x_p$ – длина участка разбиения интервала интегрирования).

Вычисление коэффициентов матрицы C_{1mp} . Для расчета коэффициентов матрицы C_{1mp} было использовано выражение

$$C_{1mp} = \\ = \begin{cases} G(|x_m - x_p| + \Delta_x) - G(|x_m - x_p| - \Delta_x), & m \neq p; \\ 2G(\Delta_x), & m = p, \end{cases} \quad (15)$$

где

$$G(x) = x \{ R_0(x) - \\ - i[(2/\pi) \ln(x/2) R_0(x) - R_1(x) + R_2(x)] \} \quad (16)$$

– первообразная от функции Ганкеля второго рода нулевого порядка [1], причем

$$\begin{cases} R_0(x) = \alpha_0 + \sum_{n=1}^6 (-1)^n \frac{\alpha_n}{2n+1} \left(\frac{x}{3}\right)^{2n}; \\ R_1(x) = \frac{2}{\pi} \left[\alpha_0 + \sum_{n=1}^6 (-1)^n \frac{\alpha_n}{(2n+1)^2} \left(\frac{x}{3}\right)^{2n} \right]; \\ R_2(x) = \beta_0 - \sum_{n=1}^6 (-1)^n \frac{\beta_n}{2n+1} \left(\frac{x}{3}\right)^{2n}, \end{cases} \quad (17)$$

где α_n, β_n – постоянные коэффициенты [1].

Выражение (16) не вызывает математических затруднений, поскольку в нем устранена особенность при $x = 0$, имеющаяся в функции Неймана, входящей в функцию Ганкеля. Так, при совпадении точек наблюдения и интегрирования, т. е. при $x = 0$, выражение (16) равно нулю, так как $\lim_{x \rightarrow 0} (x \ln x) = 0$, а остальные элементы тождественно равны нулю.

Вычисление коэффициентов матрицы C_{2mp} .

Чтобы получить выражение для коэффициентов матрицы C_{2mp} , необходимо проинтегрировать выражение (13) по размеру участка разбиения интервала интегрирования $2\Delta_x$. Для повышения эффективности численных расчетов улучшим сходимость ряда в (13) с помощью преобразования Куммера [12]. Прибавим и вычтем из (13) асимптотический ряд, сумма которого вычисляется аналитически в явном виде, в результате чего выражение (13) примет вид

$$K_2(x, x') = \frac{-ik_2}{2bW_2} \sum_{n=0}^{\infty} 2 \left\{ \frac{\exp(-\Gamma_n |x - x'|)}{\Gamma_n} - \frac{\exp[-(n\pi/b)|x - x'|]}{n\pi/b} \right\} + S_0 + S_1, \quad (18)$$

где

$$S_0 = \frac{\exp(ik_2 |x - x'|)}{ik_2};$$

$$S_1 = \frac{2b}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp[-(n\pi/b)|x - x'|]}{n}. \quad (19)$$

Для вычисления суммы ряда (19) воспользуемся соотношением [13]

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-ka)}{k} \cos kx = \frac{a}{2} - \frac{1}{2} \ln [2(\operatorname{ch} a - \cos kx)]. \quad (20)$$

При $x = 0, \pm 2\pi, \pm 4\pi, \dots$ из (20) получим

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-ka)}{k} = \frac{a}{2} - \frac{1}{2} \ln [2(\operatorname{ch} a - 1)]. \quad (21)$$

Учитывая, что $\operatorname{ch} a - 1 = \operatorname{sh} a \operatorname{th}(a/2)$ [13], имеем $\ln(\operatorname{ch} a - 1) = \ln 2 + 2 \ln [\operatorname{sh}(a/2)]$. В результате (21) преобразуется к виду

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\exp(-kt)}{k} = \frac{t}{2} - \ln 2 - \ln \left(\operatorname{sh} \frac{t}{2} \right). \quad (22)$$

Сравнив (19) и (22), окончательно получим:

$$S_1 = \frac{2b}{\pi} \left\{ \frac{\pi}{2b} |x - x'| - \ln 2 - \ln \left[\operatorname{sh} \frac{\pi}{2b} |x - x'| \right] \right\}.$$

Из-за наличия в показателях экспонент в (18) сомножителя $|x - x'|$ интервал интегрирования необходимо разбить на три области: 1) $x_p < x_m$; 2) $x_p > x_m$; 3) $x_p = x_m$. В первой области

$$|x - x'| = x - x', \quad (23)$$

во второй

$$|x - x'| = -(x - x'). \quad (24)$$

В третьей области на интервале $x_m - \Delta_x \leq x' < x_m$ применяется выражение (23), а на интервале $x_m \leq x' < x_m + \Delta_x$ – выражение (24). В результате получим

$$C_{2mp} = [ik_2 / (bW_2)] (\Sigma_1 + \Sigma_2 + \Sigma_3). \quad (25)$$

Для диагональных и недиагональных элементов матрицы слагаемые $\Sigma_1, \Sigma_2, \Sigma_3$ имеют различные выражения. Для диагональных элементов ($m = p$) имеем:

$$\Sigma_1 = k_2^{-2} [\exp(-ik_2 \Delta_x) - 1]; \quad (26)$$

$$\Sigma_2 = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left\{ \frac{1 - \exp(-\Gamma_n \Delta_x)}{\Gamma_n^2} - \frac{1 - \exp[(n\pi/b)\Delta_x]}{(n\pi/b)^2} \right\}; \quad (27)$$

$$\Sigma_3 = \Delta_x \left(\frac{\Delta_x}{2} - \frac{2b}{\pi} \ln 2 \right) - \frac{4b^2}{\pi^2} \int_0^{\frac{\pi}{2b} \Delta_x} \ln |\operatorname{sh} x| dx. \quad (28)$$

Для недиагональных элементов ($m \neq p$):

$$\Sigma_1 = -ik_2^{-2} \sin(k_2 \Delta_x) \exp(-ik_2 |x_p - x_m|); \quad (29)$$

$$\Sigma_2 = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{\operatorname{sh}(\Gamma_n \Delta_x)}{\Gamma_n^2} \exp(-\Gamma_n |x_p - x_m|) - \frac{\operatorname{sh}[(n\pi/b)\Delta_x]}{(n\pi/b)^2} \exp\left(-\frac{n\pi}{b} |x_p - x_m|\right) \right]; \quad (30)$$

$$\Sigma_3 = \Delta_x \left(|x_p - x_m| - \frac{b}{\pi} \ln 2 \right) - \frac{2b^2}{\pi^2} \int \frac{\pi}{2b} (|x_p - x_m| + \Delta_x) \ln |\operatorname{sh} x| dx - \frac{\pi}{2b} (|x_p - x_m| - \Delta_x) \ln |\operatorname{sh} x| dx. \quad (31)$$

Для исключения численного интегрирования при вычислении интегралов в (28), (31) последовательно использованы выражения [13]

$$\ln |\operatorname{sh} x| = \int \operatorname{cth} x dx;$$

затем

$$\operatorname{cth} x = \frac{1}{x} + \frac{x}{3} - \frac{x^3}{45} + \frac{2x^5}{945} - \dots,$$

в результате чего получено аналитическое выражение

$$\int \ln |\operatorname{sh} x| dx = x \ln x - x + \frac{x^3}{18} - \frac{x^5}{900} + \frac{x^7}{19845} - \dots$$

Таким образом, в (15)–(17) для расчета коэффициентов матрицы C_{1mp} и выражениях (25)–(31) для вычисления коэффициентов матрицы C_{2mp} логарифмическая особенность выделена в явном виде и аналитически проинтегрирована. Эти выражения приведены к виду, позволяющему проинтегрировать расчеты без численного интегрирования.

Численные результаты. Для численного решения интегрального уравнения использовался метод Крылова–Боголюбова.

В результате решения задачи рассчитаны зависимости комплексного эквивалентного поверхностного импеданса $Z_3 = R_3 + iX_3$ от размера щелей c и ширины перемычки d , а также от угла падения φ_{Π} электромагнитной волны (ЭМВ).

Все зависимости (рис. 2–4) приведены для активной и реактивной составляющих ЭПИ, нормированных на сопротивление свободного пространства $W_0 = 120\pi$ Ом. Все расчеты выполнены для параметров сред $\tilde{\epsilon}_{a1} = \tilde{\epsilon}_{a2} = \epsilon_0$; $\tilde{\mu}_{a1} = \tilde{\mu}_{a2} = \mu_0$,

где ϵ_0 , μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемость свободного пространства.

На рис. 2 представлены зависимости активной и реактивной составляющих ЭПИ от размера щели c при $b = 0.2\lambda$ и фиксированных значениях нормированного на длину волны λ интервала усреднения T/λ . Из графиков видно, что как активная, так и реактивная части ЭПИ изменяются при увеличении ширины щелей плавно, что очень важно при технологической подстройке требуемого значения ЭПИ.

На рис. 3 представлены зависимости активной и реактивной составляющих ЭПИ от ширины перемычки d при $\varphi_{\Pi} = 0^\circ$ и $b = 0.2\lambda$. Из зависимостей следует, что при увеличении ширины проводника d до значений, близких к интервалу усреднения T , значения как активной, так и реактивной составляющих импеданса стремятся к нулю. При отсутствии перемычки между щелями ($d = 0$) значение активной составляющей ЭПИ близко к W_0 для малых значений T .

На рис. 4 представлены зависимости активной и реактивной составляющих ЭПИ от угла падения φ_{Π} ЭМВ при $d = 0$ и $b = 0.2\lambda$. Из графиков видно, что реактивная составляющая ЭПИ при фиксированном значении интервала усреднения T практически не зависит от угла падения φ_{Π} , а активная составляющая при $T > 0.25\lambda$ имеет выраженную зависимость от угла падения.

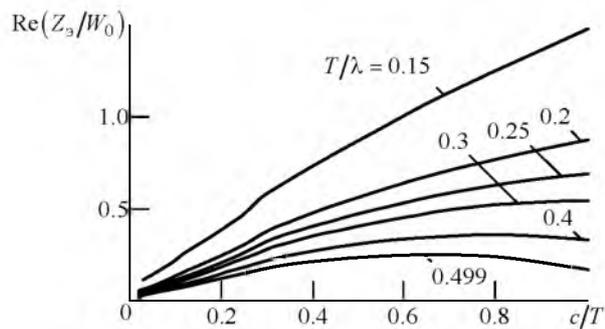


Рис. 2

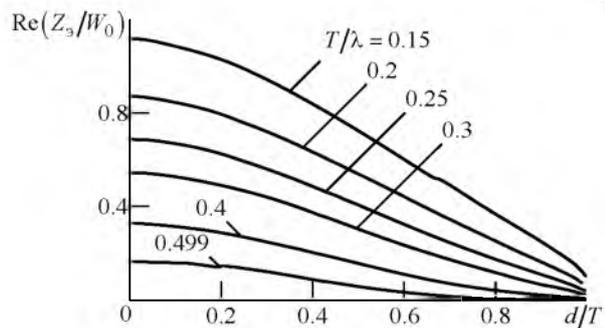
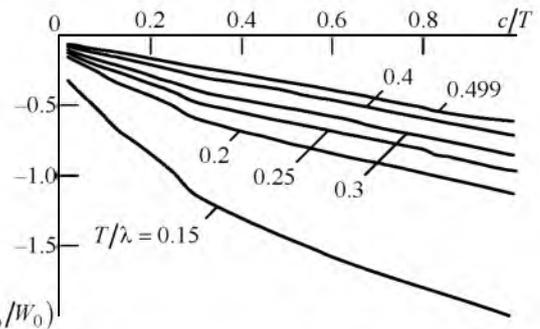
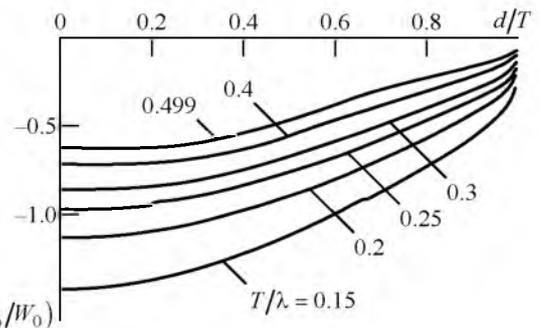


Рис. 3



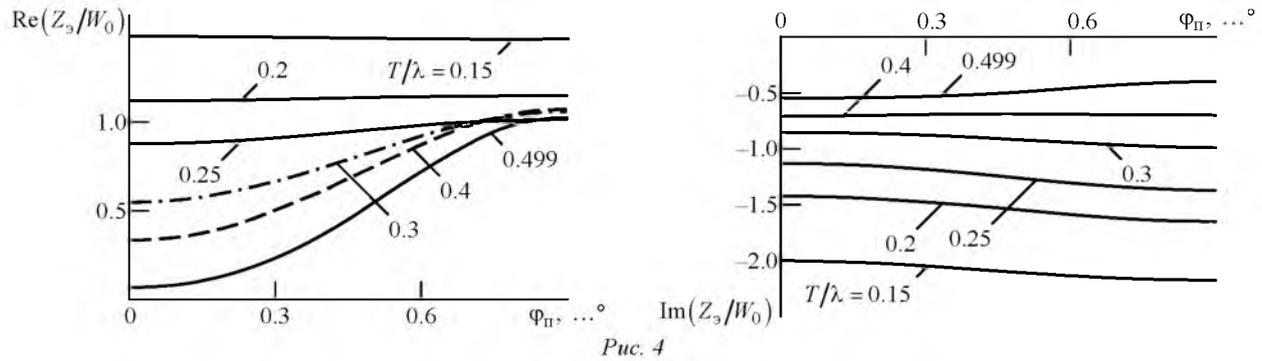


Рис. 4

Таким образом, результаты численного исследования импедансной нагрузки, построенной на базе щелей в одной из стенок плоскопараллельного волновода, показали, что с помощью предложенной модели можно реализовать комплекс-

ные значения ЭПИ. В случае H -поляризации реактивная составляющая ЭПИ для данной модели носит емкостной характер. Значение ЭПИ можно регулировать изменением как ширины щелей c , так и ширины проводящей перемычки между ними d .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кошкидько В. Г., Петров Б. М., Юханов Ю. В. Эквивалентный поверхностный импеданс пассивных импедансных нагрузок, выполненных на основе отверстия в экране, нагруженного двумерной полостью // Радиотехника и электроника. 1997. Т. 42, № 6. С. 652–661.
2. Кошкидько В. Г., Ганжела Н. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевых импедансных нагрузок, выполненных на основе связанных прямоугольных областей // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, № 8. С. 947–954.
3. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки на основе полуцилиндрической полости // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44, № 1. С. 25–28.
4. Кошкидько В. Г., Алпатова О. В. Эквивалентный поверхностный импеданс щелевой импедансной нагрузки, выполненной на основе отверстия в экране. Случай E -поляризации // Радиотехника и электроника. 2003. Т. 48, № 1. С. 57–63.
5. Петров Б. М., Кошкидько В. Г. Метод анализа электромагнитных полей, рассеянных щелью в цилиндрическом резонаторе с фланцем // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33, № 10. С. 2060–2064.
6. Юханов Ю. В., Кошкидько В. Г. Синтез антенны с плоским импедансным рефлектором // Радиотехника. 1990. № 1. С. 62–65.
7. Левинсон И. Б., Фридберг П. Ш., Фел С. С. Интегральное уравнение для апертурного поля при электромагнитной связи двух объемов // ДАН СССР. 1963. Т. 153, № 2. С. 310–312.
8. Марков Г. Т., Петров Б. М., Грудинская Г. П. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Сов. радио, 1979. 376 с.
9. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983. 296 с.
10. Цалиев Т. А., Черенков В. С. Возбуждение одиночной канавки и эквивалентный поверхностный импеданс ребристых структур // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30, № 9. С. 1689–1694.
11. Канторович Л. В., Крылов В. И. Приближенные методы высшего анализа. М.: Физматгиз, 1962. 708 с.
12. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. М.: Наука, 1978. 832 с.
13. Двайт Г. Б. Таблицы интегралов и другие математические формулы. М.: Наука, 1983. 176 с.

V. G. Koshkid'ko, O. V. Alpatova
Southern Federal University

Equivalent surface impedance of slot impedance load based on the aperture in a parallel-plate waveguide wall

The impedance load structure, based on slots in the parallel plate waveguide wall is considered in order to determine the equivalent surface impedance. The solution obtained by reduction the problem to an integral equation calculated by the Krylov-Bogolyubov method. Numerical results are obtained as an equivalent surface impedance dependency on sizes of the slots and conductive bridges between them.

Slot impedance load; equivalent surface impedance; numerical solution

Статья поступила в редакцию 18 августа 2015 г.