

С. Л. Бердник, В. А. Катрич, М. В. Нестеренко, Ю. М. Пенкин
Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина
4, пл. Свободы, Харьков, 61022, Украина
E-mail: beserbox@gmail.com

**E-ПЛОСКОСТНОЕ СОЧЛЕНЕНИЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ
С ВИБРАТОРНО-ЩЕЛЕВОЙ СВЯЗЬЮ МЕЖДУ ПЛЕЧАМИ**

Исследование и оптимизация электродинамических характеристик сочленений прямоугольных волноводов, широко используемых в антенно-волноводных устройствах, являются важными для практических приложений. На основании приближенного аналитического решения системы уравнений для токов обобщенным методом наведенных электромагнитодвижущих сил построена математическая модель для дифракционных полей E-плоскостного T-образного сочленения прямоугольных волноводов, имеющих вибраторно-щелевую структуру связи. Особенностью модели является одновременный учет переменного вдоль оси монополя поверхностного импеданса и постоянного импеданса, распределенного на торце внешнего полубесконечного волновода. Проведены многопараметрические исследования энергетических характеристик T-сочленения в диапазоне одномодового режима работы волноводов. Показана возможность эффективного использования импедансного монополя в качестве управляющего элемента деления мощности в заданных пропорциях между выходными плечами сочленения. Ил. 8. Библиогр.: 18 назв.

Ключевые слова: волноводное сочленение, импедансный вибратор, резонансная щель, импедансное покрытие.

В настоящее время разнообразные E- и H-плоскостные сочленения волноводных трактов находят широкое применение в антенно-волноводной технике сверхвысокочастотного (СВЧ) и крайне высокочастотного (КВЧ) диапазонов радиоволн [1–6]. Для изменения электродинамических характеристик сочленений используются как индуктивные и емкостные диафрагмы (в основном с целью улучшения согласования в магистральном волноводе) [7, 8], так и резонансные металлические стержни (монополи), не перегораживающие полностью поперечное сечение волновода [8, 9]. Однако в перечисленных и других публикациях по этой тематике монополи предполагаются идеально проводящими и расположенными симметрично относительно стенок волноводов в области связи. В данной статье обобщенным методом наведенных электромагнитодвижущих сил (ЭМДС) решена задача о связи через резонансную щель бесконечного прямоугольного волновода, в котором размещен несимметричный импедансный вибратор, и полубесконечного волновода, торец которого характеризуется импедансным (в общем случае магнитоэлектрическим) покрытием. В одномодовом режиме работы волноводов исследованы энергетические характеристики E-плоскостного T-образного сочленения предложенной конструкции для оценки возможностей использования импедансных покрытий как управляющих элементов немеханического типа.

1. Постановка задачи и решение интегральных уравнений для токов. Пусть в полом бесконечном прямоугольном волноводе с идеально проводящими стенками (индекс области Wg1), где в плоскости поперечного сечения размером {a×b} параллельно узким стенкам расположен тонкий несимметричный вибратор (монополь) с радиусом r и длиной L_v (r/2L_v << 1, r/λ << 1,

λ – длина волны в свободном пространстве) с переменным поверхностным импедансом, из области z = -∞ падает волна основного типа H₁₀. В широкой стенке волновода толщиной h (h/λ << 1) симметрично относительно его продольной оси прорезана узкая поперечная щель шириной d и длиной 2L_{sl} (d/(2L_{sl}) << 1, d/λ << 1), излучающая в полубесконечный прямоугольный волновод, торец которого имеет импедансное покрытие (индекс области Wg2). Смещение вибратора в плоскости поперечного сечения магистрального волновода составляет x₀, а щели в торце сочленяемого волновода – y'₀ = y₀. Расстояние между осями вибратора и щели равно z₀ (рис. 1).

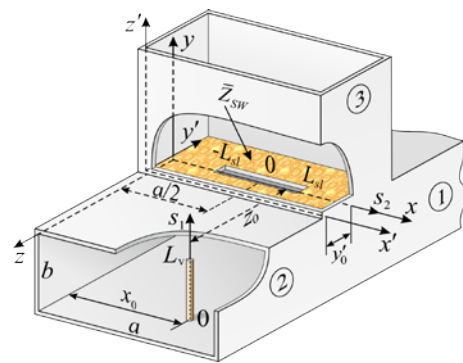


Рис. 1. Геометрия структуры и принятые обозначения

Исходная система интегральных уравнений относительно электрического тока в вибраторе J_v(s₁) и эквивалентного магнитного тока в щели J_{sl}(s₂) при зависимости электромагнитных полей от времени t как e^{iωt} (ω – круговая частота) будет иметь следующий вид [10]:

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d^2}{ds_1^2} + k^2 \right) \int_{-L_v}^{L_v} J_v(s'_1) G_{s_1}^{Wg1}(s_1, s'_1) ds'_1 - \\ & - ik \int_{-L_{sl}}^{L_{sl}} J_{sl}(s'_2) \tilde{G}_{s_2}^{Wg1}(s_1, s'_2) ds'_2 = \end{aligned} \quad (1a)$$

$$= -i\omega E_{0s_1}(s_1) + i\omega z_i(s_1) J_v(s_1),$$

$$\begin{aligned} & \left(\frac{d^2}{ds_2^2} + k^2 \right) \int_{-L_{sl}}^{L_{sl}} J_{sl}(s'_2) \left[G_{s_2}^{Wg1}(s_2, s'_2) + \right. \\ & \left. + G_{s_2}^{Wg2}(s_2, s'_2) \right] ds'_2 - \end{aligned} \quad (1b)$$

$$- ik \int_{-L_v}^{L_v} J_v(s'_1) \tilde{G}_{s_1}^{Wg1}(s_2, s'_1) ds'_1 = -i\omega H_{0s_2}(s_2).$$

Здесь s_1 и s_2 – локальные координаты, связанные с осями вибратора и щели соответственно; $z_i(s_1)$ – внутренний погонный импеданс вибратора, [Ом/м]; $E_{0s_1}(s_1)$ и $H_{0s_2}(s_2)$ – проекции полей сторонних источников на оси вибратора и щели; $G_{s_1}^{Wg1}(s_1, s'_1)$ и $G_{s_2}^{Wg1,2}(s_2, s'_2)$ – соответствующие компоненты тензорных функций Грина электрического и магнитного типов бесконечного прямоугольного волновода и полубесконечного волновода с импедансным торцом [11–13]; $-L_v$ – координата конца зеркального (относительно широкой стенки волновода) изображения вибратора ($J_v(\pm L_v) = 0$, $J_{sl}(\pm L_{sl}) = 0$); $k = 2\pi/\lambda$;

$$\tilde{G}_{s_1}^{Wg1}(s_2, s'_1) = \frac{\partial}{\partial z} G_{s_1}^{Wg1}[x(s_2), 0, z; x'(s'_1), y'(s'_1), z_0],$$

$$\tilde{G}_{s_2}^{Wg1}(s_1, s'_2) = \frac{\partial}{\partial z} G_{s_2}^{Wg1}[x(s_1), y(s_1), z; x'(s'_2), 0, 0] \text{ при}$$

условии подстановки значений $z = 0$ в $\tilde{G}_{s_1}^{Wg1}$ и $z = z_0$ в $\tilde{G}_{s_2}^{Wg1}$ после взятия производной.

Решение системы уравнений (1) будем искать обобщенным методом наведенных ЭМДС [10, 12, 13], используя в качестве аппроксимирующих выражений для токов в вибраторе и щели функции $J_v(s_1) = J_{0v} f_v(s_1)$ и $J_{sl}(s_2) = J_{0sl} f_{sl}(s_2)$ (здесь J_{0v} и J_{0sl} рассматриваются как неизвестные амплитуды токов, $f_v(s_1)$ и $f_{sl}(s_2)$ – заданные функции распределения токов), которые можно получить из решения уравнений (1) при $z_0 = 0$ асимптотическим методом усреднения [14, 15]. Для рассматриваемой вибраторно-щелевой структуры при возбуждении волной основного типа H_{10} имеем:

$$f_v(s_1) = \cos \tilde{k} s_1 - \cos \tilde{k} L_v, \quad (2a)$$

$$f_{sl}(s_2) = \cos k s_2 - \cos k L_{sl}, \quad (2b)$$

где $\tilde{k} = k - \frac{i2\pi z_i^{av}}{Z_0 \Omega}$; $z_i^{av} = \frac{1}{2L_v} \int_{-L_v}^{L_v} z_i(s_1) ds_1$ – сред-

нее значение внутреннего импеданса по длине вибратора [15]; $Z_0 = 120\pi$ [Ом], $\Omega = 2 \ln(2L_v / r)$.

Умножим далее уравнение (1a) на функцию $f_v(s_1)$, а уравнение (1b) – на функцию $f_{sl}(s_2)$ и проинтегрируем уравнение (1a) по длине вибратора, а уравнение (1b) – по длине щели. В результате получим систему линейных алгебраических уравнений, из решения которой найдем амплитуды токов J_{0v} и J_{0sl} :

$$J_{0v}(Z_{11} + F_z) + J_{0sl} Z_{12} = -\frac{i\omega}{2k} E_1, \quad (3)$$

$$J_{0sl}(Z_{22}^{Wg1} + Z_{22}^{Wg2}) + J_{0v} Z_{21} = -\frac{i\omega}{2k} H_2.$$

Здесь

$$Z_{11} = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\varepsilon_n (k^2 - k_y^2) \tilde{k}^2}{kk_z (\tilde{k}^2 - k_y^2)^2} e^{-k_z r} \sin^2 k_x x_0 \times \right. \\ \left. \times [\sin \tilde{k} L_v \cos k_y L_v - (\tilde{k} / k_y) \cos \tilde{k} L_v \sin k_y L_v]^2 \right];$$

$$Z_{12} = Z_{21} = \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\varepsilon_n k \tilde{k} e^{-k_z z_0}}{i(k^2 - k_x^2) (\tilde{k}^2 - k_y^2)} \times \right. \\ \left. \times \sin k_x x_0 \left[\sin \tilde{k} L_v \cos k_y L_v - \right. \right. \\ \left. \left. - (\tilde{k} / k_y) \cos \tilde{k} L_v \sin k_y L_v \right] \times \right. \\ \left. \times [\sin k L_{sl} \cos k_x L_{sl} - (k / k_x) \cos k L_{sl} \sin k_x L_{sl}] \right];$$

$$Z_{22}^{Wg1} = \frac{8\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\varepsilon_n k e^{-k_z (d_e / 4)}}{k_z (k^2 - k_x^2)} \times \right. \\ \left. \times [\sin k L_{sl} \cos k_x L_{sl} - (k / k_x) \cos k L_{sl} \sin k_x L_{sl}]^2 \right];$$

$$Z_{22}^{Wg2} = \frac{16\pi}{ab} \sum_{m=1,3,\dots}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\varepsilon_n k F(\bar{Z}_{SW})}{k_z (k^2 - k_x^2)} \times \right. \\ \left. \times \cos k_y y_0 \cos k_y \left(y_0 + \frac{d_e}{4} \right) \times \right. \\ \left. \times [\sin k L_{sl} \cos k_x L_{sl} - (k / k_x) \cos k L_{sl} \sin k_x L_{sl}]^2 \right];$$

$$Z_{22}^{\Sigma} = Z_{22}^{Wg1} + Z_{22}^{Wg2};$$

$$F(\bar{Z}_{SW}) = \frac{kk_z (1 + \bar{Z}_{SW}^2)}{(ik + k_z \bar{Z}_{SW})(k \bar{Z}_{SW} - ik_z)} \left(1 - i \frac{kk_z \bar{Z}_{SW}}{k^2 - k_x^2} \right);$$

$$E_1 = 2H_0 \frac{k}{k_g \tilde{k}} \sin \frac{\pi}{a} x_0 e^{-ik_z z_0} f(\tilde{k} L_v);$$

$$f(\tilde{k} L_v) = \sin \tilde{k} L_v - \tilde{k} L_v \cos \tilde{k} L_v;$$

$$H_2 = 2H_0 (1/k) f(k L_{sl});$$

$$f(k L_{sl}) = \frac{\sin k L_{sl} \cos \frac{\pi L_{sl}}{a} - \frac{ka}{\pi} \cos k L_{sl} \sin \frac{\pi L_{sl}}{a}}{1 - [\pi / (ka)]^2};$$

$$F_z = -\frac{i}{r} \int_0^{L_v} f_v^2(s_1) \bar{Z}_{SV}(s_1) ds_1. \quad (5)$$

В формулах (4), (5) приняты обозначения: $\varepsilon_n = \begin{cases} 1, n=0, \\ 2, n \neq 0; \end{cases}$ $k_x = \frac{m\pi}{a}$; $k_y = \frac{n\pi}{b}$; m и n – целые числа; $k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$; $k_g = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$; $\bar{Z}_{SV}(s_1) = \bar{R}_{SV} + i\bar{X}_{SV}\varphi(s_1)$ – комплексный распределенный поверхностный импеданс, нормированный на Z_0 ($\bar{Z}_{SV}(s_1) = 2\pi r z_i(s_1)$); $\varphi(s_1)$ – заданная функция; $|\bar{Z}_{SV}(s_1)|^2 \ll 1$; \bar{Z}_{SW} – нормированный поверхностный импеданс торца сочленяемой волноводной секции 3 ($|\bar{Z}_{SW}|^2 \ll 1$); $d_e = d \exp(-\pi h/2d)$ – «эквивалентная» ширина щели [10, 14], введение которой позволяет учитывать реальную толщину h стенки волновода.

Решение системы уравнений (3) имеет вид

$$J_{0v} = -\frac{i\omega}{2k} \frac{E_1 Z_{22}^\Sigma - H_2 Z_{12}}{(Z_{11} + F_z) Z_{22}^\Sigma - Z_{21} Z_{12}} = -\frac{i\omega}{2k} \tilde{J}_{0v}, \quad (6)$$

$$J_{0sl} = -\frac{i\omega}{2k} \frac{H_2 (Z_{11} + F_z) - E_1 Z_{21}}{(Z_{11} + F_z) Z_{22}^\Sigma - Z_{21} Z_{12}} = -\frac{i\omega}{2k} \tilde{J}_{0sl}.$$

Используя формулы (2) и (6), получаем выражения для токов в вибраторе и щели:

$$J_v(s_1) = -H_0 (i\omega/k) \tilde{J}_{0v} (\cos \tilde{k}s_1 - \cos \tilde{k}L_v), \quad (7)$$

$$J_{sl}(s_2) = -H_0 (i\omega/k) \tilde{J}_{0sl} (\cos ks_2 - \cos kL_{sl}),$$

где H_0 – амплитуда волны типа H_{10} .

Коэффициенты отражения и прохождения по полю S_{11} и S_{12} в магистральном волноводе будут определяться выражениями:

$$S_{11} = \frac{4\pi i}{abk} \left\{ \frac{2k_g}{k} \tilde{J}_{0sl} f(kL_{sl}) - \frac{k}{\tilde{k}} \tilde{J}_{0v} \sin \frac{\pi x_0}{a} e^{-ik_g z_0} f(\tilde{k}L_v) \right\} e^{2ik_g z}; \quad (8)$$

$$S_{12} = 1 + \frac{4\pi i}{abk} \left\{ \frac{2k_g}{k} \tilde{J}_{0sl} f(kL_{sl}) + \frac{k}{\tilde{k}} \tilde{J}_{0v} \sin \frac{\pi x_0}{a} e^{ik_g z_0} f(\tilde{k}L_v) \right\}. \quad (9)$$

Энергетические характеристики структуры (P_{11} и P_{12} – коэффициенты отражения и прохождения по мощности в магистральном волноводе, P_{13} – коэффициент прохождения в сочленяемом волноводе) находятся из следующих соотношений:

$$P_{11} = |S_{11}|^2, \quad P_{12} = |S_{12}|^2, \quad (10)$$

$$P_{13} = 1 - P_{11} - P_{12} - P_{\sigma v} - P_{\sigma w}.$$

Здесь $P_{\sigma v}$ и $P_{\sigma w}$ – мощности потерь в вибраторе и покрытии торца волноводной секции, которые можно получить из условий энергетического баланса во вспомогательных задачах: при металлизации щели $\sum_{q=1}^2 P_{1q} + P_{\sigma v} = 1$; при отсутствии вибратора $\sum_{q=1}^3 P_{1q} + P_{\sigma w} = 1$, когда коэффициент P_{13}

будет определяться выражением

$$P_{13} = \frac{16\pi k_g f^2(kL_{sl})(1 + \bar{Z}_{SW}^2)^2}{abk^3 Z_{22}^\Sigma [1 + (k_g/k)\bar{Z}_{SW}]}$$

2. Численные результаты. На рис. 2 представлены зависимости энергетических характеристик от длины волны $P_{1q} = f(\lambda)$ одиночной щели (без вибратора) при ее размещении в области связи бесконечного и полубесконечного (с идеально проводящим торцом) волноводов сечением $\{58,0 \times 25,0\}$ мм². Здесь и далее $2L_{sl} = 40,0$ мм, $d = 4,0$ мм, $h = 0,5$ мм. На данном и последующих рисунках отмечен уровень P_{11} , соответствующий значению коэффициента стоячей волны по напряжению КСВН = 2. Как видно, в данном случае мощности прошедших волн равны между собой на резонансной длине волны щели $\lambda_{sl}^{res} = 83,5$ мм и в сумме составляют $\approx 90\%$ от мощности падающей волны. При этом отражается $\approx 10\%$ мощности.

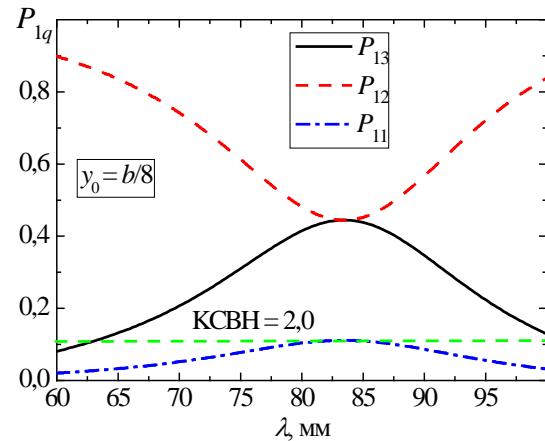


Рис. 2. Зависимости энергетических характеристик от длины волны для одиночной щели

Расположение идеально проводящего монополя в области связи (плоскость $\{x0y\}$, $z_0 = 0,0$ мм), имеющего при $L_v = 18,0$ мм и $r = 2,0$ мм такую же резонансную длину волны $\lambda_v^{res} = 83,5$ мм, приводит к уменьшению P_{12} и увеличению P_{11} при неизменном значении P_{13} (рис. 3, а).

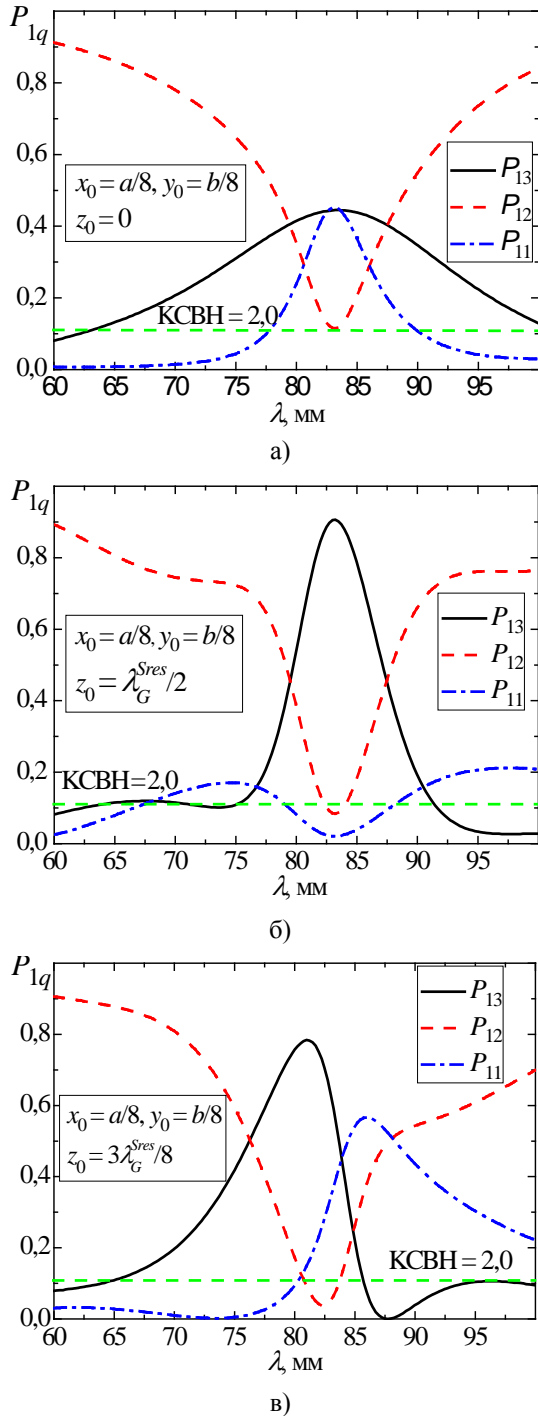


Рис. 3. Зависимости энергетических характеристик от длины волны при $L_v = 18,0$ мм, $\bar{Z}_{sv} = 0$

При изменении величины z_0 смещения продольной оси вибратора относительно продольной оси щели в долях, кратных $\lambda_G^{Sres} / 8$, где

$$\lambda_G^{Sres} = \frac{2\pi}{\sqrt{(2\pi / \lambda_{sl}^{res})^2 - (\pi / a)^2}} - \text{резонансная длина}$$

волны щели в волноводе, наблюдается существенное возрастание мощности прошедшей в

плечо 3 волны (до 90 %) при одновременном уменьшении величин P_{12} и P_{11} на резонансной длине волны щели и монополя (рис. 3, б, $z_0 = \lambda_G^{Sres} / 2 = 60,0$ мм). Также появляется возможность деления мощностей прошедших волн в заданном соотношении на определенной длине волны рабочего диапазона (в пределах $60,0 \div 77,0$ мм) при практически полном согласовании в плече 1 (рис. 3, в, $z_0 = 3\lambda_G^{Sres} / 8 = 45,0$ мм).

Смещение монополя в плоскости поперечного сечения волновода приводит к расширению передаточной характеристики по уровню половинной мощности $0,5P_{13}$ со значения $\Delta\lambda \approx 7,5$ мм (рис. 3, б) до величины $\Delta\lambda \approx 12,5$ мм (рис. 4). Как показали расчеты, изменение положения щели в торце полубесконечного волновода практически не влияет на энергетические характеристики структуры.

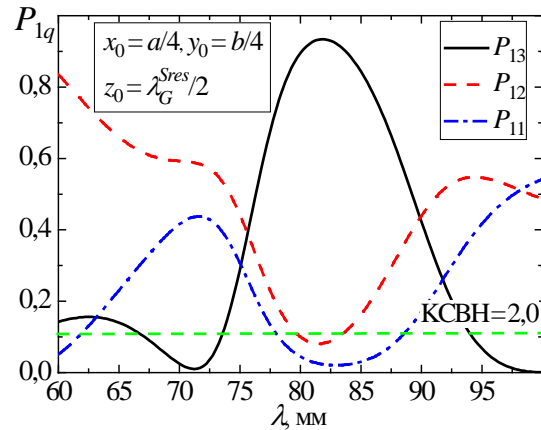


Рис. 4. Зависимости энергетических характеристик от длины волны при $L_v = 18,0$ мм, $\bar{Z}_{sv} = 0$, $x_0 = a / 4$, $y_0 = b / 4$

Если возникает необходимость передачи в плечо 3 заданной величины мощности на определенной длине волны, то можно использовать монополи с активным распределенным импедансом. В этом случае $P_{12} \approx 0$ и $P_{11} \approx 0$, а потери в материале вибратора отличны от нуля по сравнению с идеально проводящим монополем (рис. 5).

При работе на больших мощностях возрастает вероятность электрического пробоя между концом монополя и стенкой волновода [1]. Тогда целесообразно использовать вибраторы с распределенным по их длине поверхностным импедансом индуктивного типа ($\bar{X}_{sv} > 0$), меняющимся вдоль вибратора по определенному закону, определяемому функцией $\varphi(s_1)$. Такие монополи в зависимости от величины и закона изменения импеданса могут быть настроенными в резонанс при длинах, меньших, чем у идеально проводящих вибраторов.

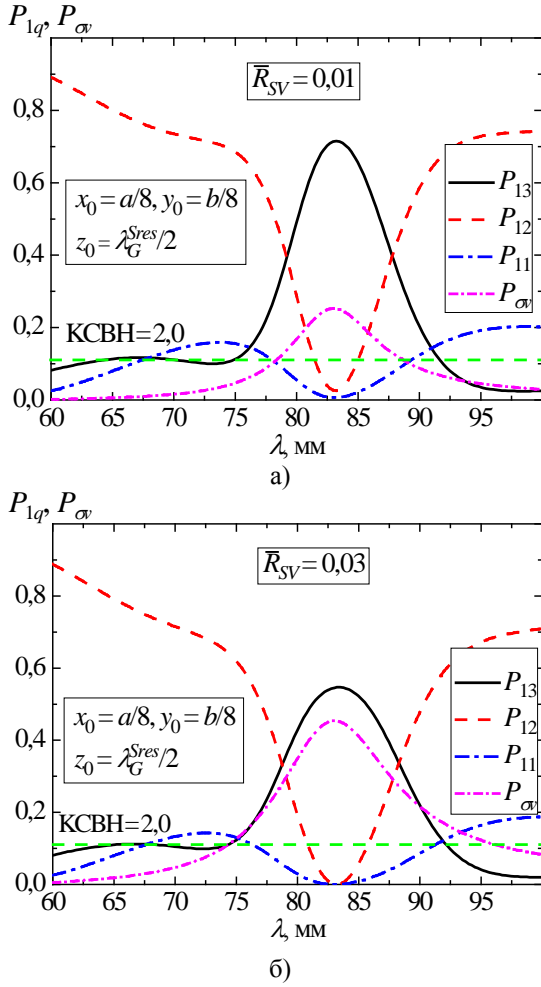


Рис. 5. Зависимости энергетических характеристик от длины волны при $L_v = 18,0$ мм, $\bar{Z}_{SV} = \bar{R}_{SV}$: а) – $\bar{R}_{SV} = 0,01$; б) – $\bar{R}_{SV} = 0,03$

Далее будут рассмотрены монополи с тремя функциями распределения импеданса вдоль них: $\varphi_0(s_1) = 1$ – постоянной, $\varphi_1(s_1) = 2[1 - (s_1 / L_v)]$ – линейно спадающей к концу вибратора и $\varphi_2(s_1) = 2(s_1 / L_v)$ – линейно возрастающей. Все три функции имеют одинаковое среднее значение по длине вибратора $\overline{\varphi_{0,1,2}(s_1)} = 1$. В случае постоянного импеданса выражение для $F_z^{\varphi_0}$ согласно (5) имеет вид

$$F_z^{\varphi_0} = -\frac{2i(\bar{R}_{SV} + i\bar{X}_{SV})}{\tilde{k}^2 L_v r} \times \left[\left(\frac{\tilde{k} L_v}{2} \right)^2 (2 + \cos 2\tilde{k} L_v) - \frac{3}{8} \tilde{k} L_v \sin 2\tilde{k} L_v \right] = F_z^c (\bar{R}_{SV} + i\bar{X}_{SV}) \Phi_z^c. \quad (11)$$

Для двух других рассматриваемых законов изменения импеданса получаем формулы:

$$F_z^{\varphi_1} = F_z^c \left\{ \bar{R}_{SV} \Phi_z^c + i\bar{X}_{SV} \left[\left(\frac{\tilde{k} L_v}{2} \right)^2 (2 + \cos 2\tilde{k} L_v) - \frac{7}{4} \sin^2 \tilde{k} L_v - 2(\cos \tilde{k} L_v - 1) \right] \right\}; \quad (12)$$

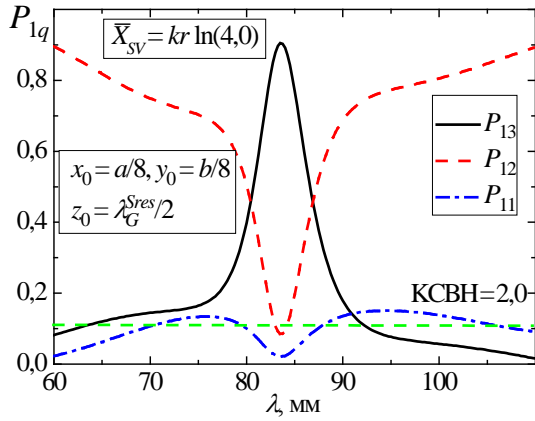
$$F_z^{\varphi_2} = F_z^c \left\{ \bar{R}_{SV} \Phi_z^c + i\bar{X}_{SV} \left[\left(\frac{\tilde{k} L_v}{2} \right)^2 (2 + \cos 2\tilde{k} L_v) + \frac{7}{4} \sin^2 \tilde{k} L_v - \frac{3}{4} \tilde{k} L_v \sin 2\tilde{k} L_v + 2(\cos \tilde{k} L_v - 1) \right] \right\}. \quad (13)$$

На рис. 6 представлены энергетические характеристики структуры при использовании монополей, имеющих одинаковые длины $L_v = 15,0$ мм ($r = 2,0$ мм), но разные резонансные длины волн. В этом случае можно реализовать деление мощностей прошедших волн в заданном соотношении на определенной длине волны всего рабочего диапазона волновода (в пределах $60,0 \div 91,5$ мм, рис. 6, б, и $76,5 \div 110,0$ мм, рис. 6, в) при удовлетворительном ($KCBH \leq 2,0$) согласовании в плече 1.

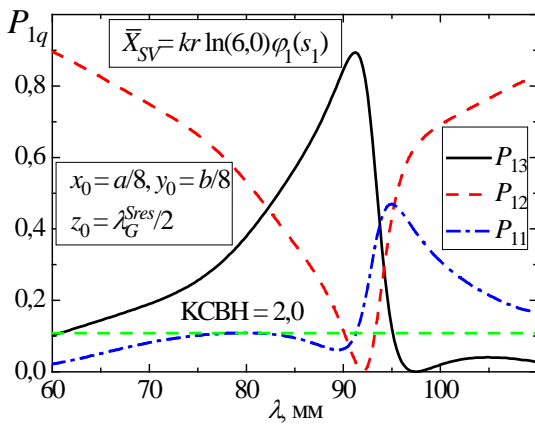
Если на торец сочленяемой волноводной секции 3 нанести слой магнетодиэлектрика с материальными параметрами ε и μ (импедансное покрытие) толщиной h_d ($(h + h_d) / \lambda_{\varepsilon\mu} \ll 1$, где $\lambda_{\varepsilon\mu}$ – длина волны в материале покрытия), то резонансная длина волны щели изменится в зависимости от толщины покрытия [11]. Поверхностный импеданс торца в данном случае будет определяться выражением [12]

$$\bar{Z}_{SW} = i \frac{k}{k_g} \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} (k_g \sqrt{\varepsilon \mu} h_d),$$

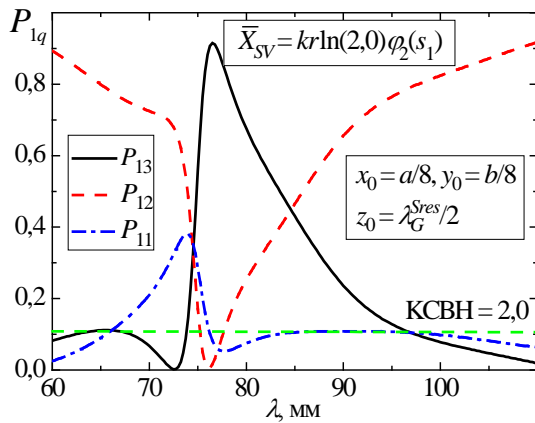
которое при выполнении неравенства $|k_g \sqrt{\varepsilon \mu} h_d| \ll 1$ переходит в формулу $\bar{Z}_{SW} \approx ik \mu h_d$. Как видно, для электрически тонкого слоя поверхностный импеданс не зависит от диэлектрической проницаемости ε и является импедансом индуктивного типа ($\bar{X}_{SW} > 0$), вследствие чего λ_{sl}^{res} будет увеличиваться с ростом μ и h_d . На рис. 7 представлены энергетические характеристики сочленения $P_{1q} = f(\lambda)$ для разных толщин импедансного покрытия с $\mu = 4,7$ [16] (здесь $P_{\sigma w} = 0$). При этом изменяется λ_{sl}^{res} и, соответственно λ_G^{Sres} : на рис. 7, а ($h_d = 0,0$ мм) $\lambda_{sl}^{res} = 78,5$ мм, $\lambda_G^{Sres} / 2 = 54,0$ мм; на рис. 7, б ($h_d = 0,3$ мм) $\lambda_{sl}^{res} = 88,0$ мм, $\lambda_G^{Sres} / 2 = 68,0$ мм; на рис. 7, в ($h_d = 1,0$ мм) $\lambda_{sl}^{res} = 96,0$ мм, $\lambda_G^{Sres} / 2 = 85,0$ мм.



а)



б)

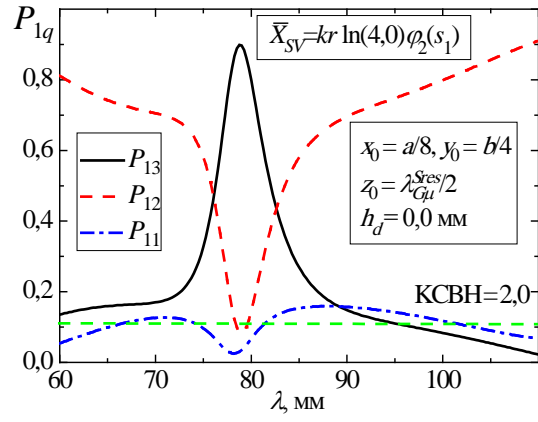


в)

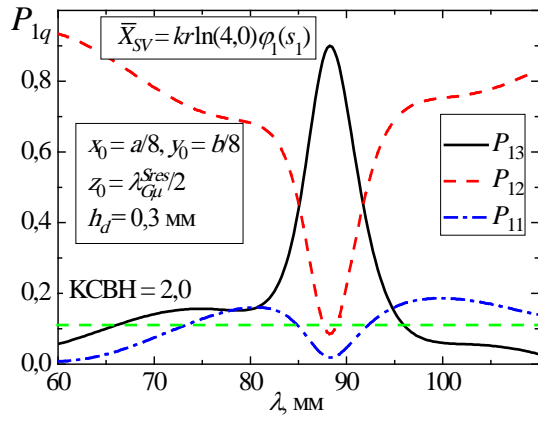
Рис. 6. Зависимости энергетических характеристик от длины волны при $L_v = 15,0$ мм, $\bar{Z}_{sv} = i\bar{X}_{sv}$: а) – $\lambda_v^{res} = 83,5$ мм; б) – $\lambda_v^{res} = 91,5$ мм; в) – $\lambda_v^{res} = 76,5$ мм

Тогда, подбирая соответствующим образом величину и закон изменения поверхностного импеданса монополя, а также расстояние z_0 для получаемых значений $\lambda_G^{Sres}/2$, мы имеем возможность варьирования энергетическими характеристиками рассматриваемого волноводного

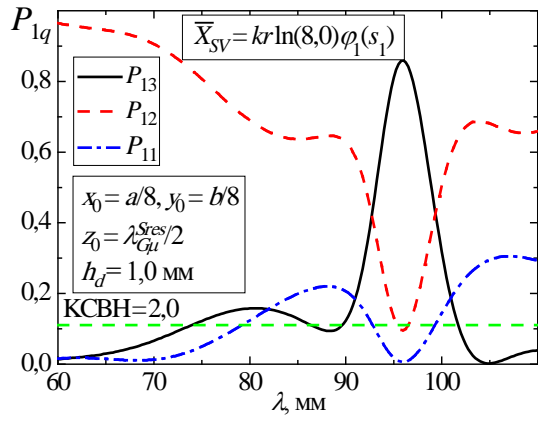
сочленения в широком диапазоне длин волн при неизменных геометрических размерах вибратора и щели (рис. 7).



а)



б)



в)

Рис. 7. Зависимости энергетических характеристик от длины волны при $L_v = 15,0$ мм, $\bar{Z}_{sv} = i\bar{X}_{sv}$, $\bar{Z}_{sw} = i\bar{X}_{sw}$

Выявленные физические закономерности были подтверждены экспериментальными исследованиями, результаты которых для идеально проводящего (сплошной латунный цилиндр с радиусом $r = 2,0$ мм) и импедансного (гофрирован-

ный латунный цилиндр с внешним радиусом $r = 2,0$ мм и внутренним радиусом $r = 0,5$ мм; толщина гребня $L_1 = 1,0$ мм, ширина выреза гофры $L_2 = 1,0$ мм, см. Приложение) монополей приведены на рис. 8, где представлены также фото макетных образцов монополей. Достаточно удовлетворительное согласование экспериментальных и расчетных данных также подтверждает физическую корректность используемых приближений при построении аналитического решения дифракционной задачи.

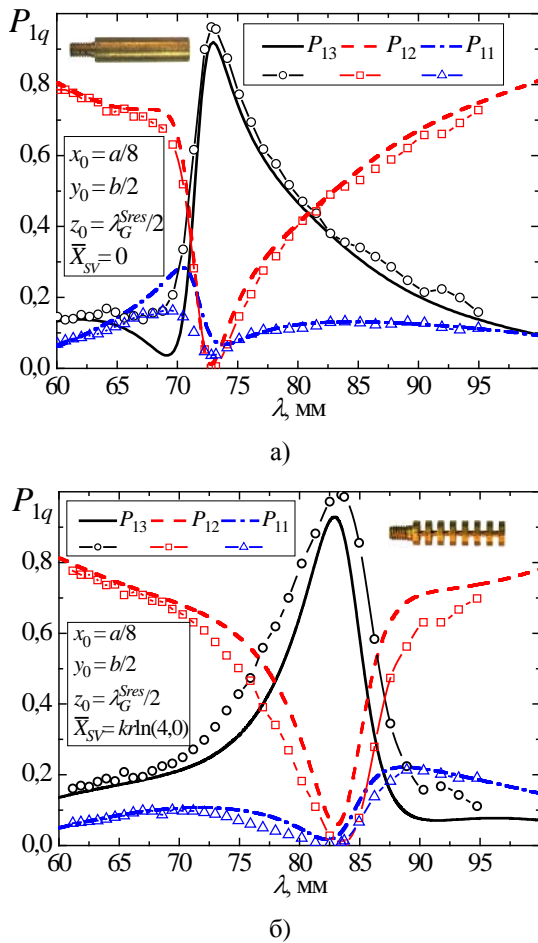


Рис. 8. Зависимости энергетических характеристик от длины волны при $a = 58,0$ мм, $b = 25,0$ мм, $2L_{sl} = 40,0$ мм, $d = 4,0$ мм, $h = 0,5$ мм, $L_v = 15,0$ мм, $r = 2,0$ мм, $x_0 = a/8$, $y_0 = b/2$, $z_0 = 54,0$ мм, $\bar{X}_{SV} = i\bar{X}_{SV}$ (значки – экспериментальные данные)

Выражения для конкретных реализаций поверхностного импеданса тонких вибраторов приведены в Приложении, а для магнитоэлектрических покрытий с однородными и неоднородными по толщине материальными параметрами в работах [12, 17].

Выводы. В рамках принятых приближений для линейных электрически тонких излучателей построено приближенное аналитическое

решение внутренней дифракционной задачи для E-плоскостного T-образного сочленения прямоугольных волноводов с расположенной в области связи системой «щель в импедансном торце полубесконечного волновода + импедансный вибратор в бесконечном волноводе» при учете реальной толщины стенок волноводов. Полученное решение, физическая корректность которого подтверждена тестовыми расчетами и экспериментальными данными, позволяет с эффективностью, значительно большей, чем для коммерческих программ, рассчитать энергетические характеристики сочленения.

Особенностью моделирования здесь является учет (в общей постановке задачи) переменного импеданса, распределенного вдоль монополя, и постоянного импеданса, распределенного на торце внешнего волноводного плеча. Это позволило исследовать возможности управления энергетическими характеристиками устройства путем изменения величины (и законов распределения) импедансных покрытий. Оказалось, что импедансные элементы могут быть успешно использованы в качестве управляющих составных частей во всем одномодовом диапазоне волноводов. Причем если с помощью импеданса торца водноводного плеча можно обеспечить варьирование резонансной длины щели, то посредством использования импедансного монополя можно обеспечить деление мощности в заданной пропорции между выходными плечами сочленения (в том числе режим равного деления) при удовлетворительном согласовании магистрального волновода на входе. Следует подчеркнуть, что в отличие от устройств, применяемых на практике в настоящее время, предложенное T-сочленение позволяет перенаправить практически всю подводимую мощность из магистрального в сопряженный полубесконечный волновод. Однако резонансный характер вибраторно-щелевой структуры связи проявляется в относительной узкополосности реализации заданных режимов работы сочленения. Проведенные исследования могут быть полезны при проектировании разнообразных антенно-волноводных устройств, составной частью которых являются волноводные T-образные сочленения, включая разноразмерные волноводы и волноводы с наличием потерь в конструктивных элементах.

Приложение

Поверхностный импеданс вибраторов

Для электрически тонких вибраторов ($(k\sqrt{\epsilon\mu r})^2 \ln(k\sqrt{\epsilon\mu r_i}) \ll 1$) с параметрами материала ϵ , μ , σ , из которого они изготовлены,

формулы для определения распределенного поверхностного импеданса имеют вид:

1. Сплошной металлический цилиндр с радиусом $r \gg \Delta^0$ (Δ^0 – толщина скин-слоя)



$$\bar{Z}_S = \frac{1+i}{120\pi\sigma\Delta^0}. \quad (\text{П.1})$$

2. Диэлектрический металлизированный цилиндр с покрытием из металла толщиной $h_R \ll \Delta^0$



$$\bar{Z}_S = \frac{1}{120\pi\sigma h_R + ikr(\varepsilon - 1)/2}. \quad (\text{П.2})$$

3. Металлодиэлектрический цилиндр (L_1 – толщина металлического диска, L_2 – толщина диэлектрического диска)



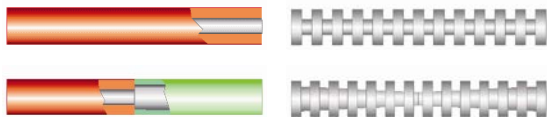
$$\bar{Z}_S = -i \frac{L_2}{L_1 + L_2} \frac{2}{kr\varepsilon}. \quad (\text{П.3})$$

4. Магнитодиэлектрический металлизированный цилиндр с внутренним проводящим цилиндром с радиусом r_i



$$\bar{Z}_S = \frac{1}{120\pi\sigma h_R - i/kr\mu \ln(r/r_i)}. \quad (\text{П.4})$$

5. Металлический цилиндр с покрытием из магнитодиэлектрика толщиной $r - r_i$ или гофрированный цилиндр ($(L_1 + L_2) \ll \lambda$, где L_1 – толщина гребня с $\bar{Z}_S = 0$, L_2 – ширина выреза гофры с $\bar{Z}_S \neq 0$)



$$\bar{Z}_S = ikr\mu \ln(r/r_i). \quad (\text{П.5})$$

На нижних рисунках показаны возможные реализации скачкообразного и плавного изменения импеданса вдоль вибратора.

6. Однозаходная металлическая спираль с радиусом r ($kr \ll 1$) и углом намотки ψ



$$\bar{Z}_S = (i/2)kr \operatorname{ctg}^2 \psi. \quad (\text{П.6})$$

Соотношения (П.1)–(П.6) получены в рамках импедансной концепции [18] и справедливы для тонких цилиндров как бесконечной, так и конечной протяженности, расположенных в полном электродинамическом объеме. Для вибраторов, находящихся в материальной среде с параметрами ε_1 и μ_1 , необходимо во всех формулах ввести множитель $\sqrt{\mu_1 / \varepsilon_1}$.

Библиографический список

1. Саусворт Дж. К. Принципы и применения волноводной передачи / Дж. К. Саусворт; пер. с англ. под ред. В. И. Сушкевича. – М.: Сов. радио, 1955. – 700 с.
2. Левин Л. Теория волноводов. Методы решения волноводных задач / Л. Левин; пер. с англ. под ред. В. И. Вольмана. – М.: Радио и связь, 1981. – 312 с.
3. Optimized E-plane T-junction series power dividers / F. Arndt, I. Ahrens, U. Papziner et al. // IEEE Trans. on MTT. – 1987. – 35, N 11. – P. 1052–1059.
4. Wide-band waveguide and ridge waveguide T-junctions for diplexer applications / H.-W. Yao, A. E. Abdelmonem, J.-F. Liang et al. // IEEE Trans. on MTT. – 1993. – 41, N 12. – P. 2166–2173.
5. Waveguide diplexer and multiplexer design / A. A. Kirilenko, S. L. Senkevich, V. I. Tkachenko, B. G. Tysik // IEEE Trans. on MTT. – 1994. – 42, N 7. – P. 1393–1396.
6. Widarta A. Simple and accurate solutions of the scattering coefficients of E-plane junctions in rectangular waveguides / A. Widarta, S. Kuwano, K. Kokubun // IEEE Trans. on MTT. – 1995. – 43, N 12. – P. 2716–2718.
7. Abdelmonem A. Slit coupled E-plane rectangular T-junctions using single port mode matching technique / A. Abdelmonem, H.-W. Yao, K. A. Zaki // IEEE Trans. on MTT. – 1994. – 42, N 5. – P. 903–907.
8. On the fast and rigorous analysis of compensated waveguide junctions using off-centered partial-height metallic posts / A. A. S. Blas, F. Mira, V. E. Boria et al. // IEEE Trans. on MTT. – 2007. – 55, N 1. – P. 168–175.
9. Wu K.-L. A rigorous modal analysis of H-plane waveguide T-junction loaded with a partial-height post for wide-band applications / K.-L. Wu, H. A. Wang // IEEE Trans. on MTT. – 2001. – 49, N 5. – P. 893–901.
10. Combined vibrator-slot structures in electrodynamic volumes / M. V. Nesterenko, V. A. Katrich, Yu. M. Penkin et al. // Progress In Electromagnetics Research B. – 2012. – 37. – P. 237–256.
11. Нестеренко М. В. Дифракция волны типа H_{10} на ступенчатом сочленении двух прямоугольных волноводов с импедансной щелевой диафрагмой / М. В. Нестеренко, В. А. Катрич, Ю. М. Пенкин // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2004. – 9, № 2. – С. 325–334.
12. Analytical and Hybrid Methods in Theory of Slot-Hole Coupling of Electrodynamic Volumes / M. V. Nesterenko, V. A. Katrich, Yu. M. Penkin, S. L. Berdник. – N. Y.: Springer Science+Business Media, 2008. – 146 p.
13. Thin Impedance Vibrators. Theory and Applications / M. V. Nesterenko, V. A. Katrich, Yu. M. Penkin et al. – N. Y.: Springer Science+Business Media, 2011. – 223 p.
14. Нестеренко М. В. Асимптотическое решение интегрального уравнения для магнитного тока в щелевых излучателях и отверстиях связи / М. В. Нестеренко, В. А. Катрич, Н. А. Хижняк // Радиофизика и радиоастрономия. – 2001. – 6, № 3. – С. 230–240.
15. Нестеренко М. В. Рассеяние электромагнитных волн тонкими вибраторами с переменным поверхностным импедансом / М. В. Нестеренко // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – 10, № 4. – С. 408–417.

16. Bretones A. R. Time-domain analysis of magnetic-coated wire antennas / A. R. Bretones, R. G. Martín, I. S. García // IEEE Trans. Antennas and Propagat. – 1995. – 43, N 6. – P. 591–596.
17. Нестеренко М. В. Импедансная модель слоя магнито-диэлектрика с неоднородной диэлектрической проницаемостью на идеально проводящей плоскости / М. В. Нестеренко // Радиофизика и радиоастрономия. – 2004. – 9, № 1. – С. 73–80.
18. Использование концепции поверхностного импеданса в задачах электродинамики (75 лет спустя) (обзор) / С. Л. Бердник, Д. Ю. Пенкин, В. А. Катрич и др. // Радиофизика и радиоастрономия. – 2014. – 19, № 1. – С. 57–80.

Рукопись поступила 10.12.2014.

S. L. Berdnik, V. A. Katrich, M. V. Nesterenko,
Yu. M. Penkin

E-PLANE RECTANGULAR WAVEGUIDES JUNCTION WITH VIBRATOR-SLOT COUPLING BETWEEN SHOULDERS

Rectangular waveguide junctions are widely used in antennas and waveguide devices, therefore studying of their electrodynamic characteristics is important for practical application. Mathematical model of diffraction fields for E-plane T-junction of rectangular waveguides with a vibrator-slot coupling structure was built using the approximate analytical solution of the equations system for the currents by the generalized method of induced electro-magneto-motive forces. The model is characterized by the variable surface impedance on the monopole and constant surface impedance, distributed over the end wall of the semi-infinite waveguide. Multi-parameter studies of energy characteristics for the T-junction in the wavelength range of single-mode waveguides

were carried out. The possibility of effective use of the impedance monopole as a control element for power dividing between the output shoulders of the junction in predetermined proportions has been shown.

Key words: waveguide junction, impedance vibrator, resonant slot, impedance coating.

С. Л. Бердник, В. О. Катрич, М. В. Нестеренко,
Ю. М. Пенкін

E-ПЛОЩИННЕ ЗЧЛЕНУВАННЯ ПРЯМОКУТНИХ ХВИЛЕВОДІВ З ВІБРАТОРНО-ЩІЛИННИМ ЗВ'ЯЗКОМ МІЖ ПЛЕЧИМА

Дослідження й оптимізація електродинамічних характеристик зчленувань прямокутних хвилеводів, які широко використовуються в антенно-хвилевідних пристроях, є важливими для практичних застосувань. На основі наближеного аналітичного розв'язку системи рівнянь для струмів узагальненим методом наведених електромагніторушійних сил, побудовано математичну модель для дифракційних полів E-площинного T-подібного зчленування прямокутних хвилеводів, які мають вібраторно-щілинну структуру зв'язку. Особливістю моделі є одночасне врахування змінного уздовж осі монополя поверхневого імпедансу й постійного імпедансу, розподіленого на торці зовнішнього напівнескінченного хвилеводу. Проведено багатопараметричні дослідження енергетичних характеристик T-зчленування в діапазоні одномодового режиму роботи хвилеводів. Показано можливість ефективного використання імпедансного монополя як керуючого елемента розподілу потужності в заданих пропорціях між вихідними плечима зчленування.

Ключові слова: хвилевідне зчленування, імпедансний вібратор, резонансна щілина, імпедансне покриття.