

УДК 537.876.45:621.372.832.4

УПРАВЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ВОЛНОВОДНЫХ СОЧЛЕНЕНИЙ С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ВКЛЮЧЕНИЕМ

Ю.М. ПЕНКИН, С.Л. БЕРДНИК, В.А. КАТРИЧ, М.В. НЕСТЕРЕНКО, С.В. ПШЕНИЧНАЯ

С помощью построенных математических моделей проведены многопараметрические исследования энергетических характеристик ряда волноводных сочленений в диапазоне одномодового режима работы основного прямоугольного волновода, содержащего в области щели связи диэлектрическую вставку. При этом в качестве боковых плеч устройств рассмотрены: полубесконечный соосный волновод; Т-ориентированный полубесконечный волновод с импедансным торцом; перпендикулярно скрещенный бесконечный прямоугольный волновод. В третьем случае рассмотрена геометрия сочленения, которая обеспечивает запредельный режим работы бокового волновода. Показана (независимо от электродинамического типа сопряженного объема) возможность изменения в широких пределах величины коэффициента передачи мощности из основного волновода в боковой путем варьирования длины щели и электрофизических параметров вставки.

Ключевые слова: волноводное сочленение, прямоугольный волновод, узкая щель, диэлектрическая вставка, энергетические характеристики.

ВВЕДЕНИЕ

Волноводные E - и H -плоскостные сочленения разных конфигураций широко используются в современной антенной технике СВЧ и КВЧ диапазонов, например [1, 2]. В их конструкциях используются боковые плечи в виде объемов различных электродинамических типов (неограниченные волноводы, полубесконечные волноводы, резонаторы с разными свойствами). Следует отметить, что по установленным представлениям запредельные диапазоны частот волноводных структур из-за высокого затухания характеризуются как нерабочие области частотного диапазона. Поэтому в традиционной технике СВЧ запредельные волноводные секции в составе некоторых устройств нашли ограниченное применение в качестве элементов нагрузки высокочастотных резонаторов [2]. Интерес к запредельным волноводным сегментам, позволяющим сосредотачивать СВЧ мощность в локальной области, вновь проявился при создании устройств, необходимых для исследований воздействия полей СВЧ на образцы различных веществ и биологических материалов. При этом требуется обеспечить доступность облучаемого объекта в ходе эксперимента (для контроля его состояния) и возможность регулировки мощности облучения. Первое требование может быть удовлетворено при использовании открытого участка запредельного прямоугольного волновода, возбуждаемого узкой щелью.

Однако в любом случае актуальным остается вопрос создания волноводных устройств с характеристиками, управляемыми не механическим способом. В [3 – 6] была изучена возможность ис-

пользования импедансных покрытий вибраторных включений в качестве управляющих элементов деления мощности между выходными плечами волноводных тройников со щелевой связью. Целью данной статьи является исследование возможностей использования диэлектрической вставки в качестве управляющего элемента энергетическими характеристиками волноводных сочленений, имеющих боковые плечи различных электродинамических типов. Это исследование базируется на общих физических принципах построения волноводно-щелевых излучателей с диэлектрической вставкой, занимающей полностью поперечное сечение прямоугольного волновода и расположенной в области щели, которые были установлены в [7].

1. ПОСТАНОВКА И РЕШЕНИЕ ДИФРАКЦИОННОЙ ЗАДАЧИ

Рассмотрим устройства трех видов, конфигурации которых представлены на рис. 1. Полагаем, что узкая поперечная щель длиной $2l$ и шириной d , прорезанная в широкой стенке конечной толщины h бесконечного прямоугольного волновода с внутренним поперечным сечением $a \times b$, излучает в боковой прямоугольный волновод с внутренним поперечным сечением $a_1 \times b_1$. Сочленяемые волноводы имеют все идеально проводящие стенки, кроме торца бокового волновода в Т-образном тройнике (рис. 1, б), который полагается импедансным. Боковые волноводы являются полыми, а в основном волноводе под щелью расположена диэлектрическая вставка конечной длины c из материала с диэлектрической проницаемостью ϵ и магнитной проницаемостью $\mu = 1$. Основной волновод из направления $z = -\infty$ возбуждается вол-

ной типа H_{10} единичной амплитуды. С основным волноводом свяжем систему прямоугольных координат (x, y, z) , а с боковыми – $(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$, как показано на рис. 1.

Для определения неизвестного поля в щели используются условия непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля на поверхностях щели $s1$ и $s2$, обращенных соответственно к основному “ i ” и боковому “ e ” волноводам, связанных щелью через ее полость “ v ”. Условия непрерывности сводятся к двум функциональным уравнениям относительно тангенциальных составляющих векторов электрических полей \vec{e}_{s1} , \vec{e}_{s2} на поверхностях щели:

$$\begin{cases} s1 \Rightarrow \vec{H}_\tau^i(\vec{e}_{s1}) + \vec{H}_{0\tau}^i = \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s1}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s2}); \\ s2 \Rightarrow \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s1}) + \vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s2}) = \vec{H}_\tau^e(\vec{e}_{s2}), \end{cases} \quad (1)$$

где $\vec{H}_\tau^i(\vec{e}_{s1})$, $\vec{H}_\tau^e(\vec{e}_{s2})$, $\vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s1})$, $\vec{H}_\tau^v(\vec{e}_{s2})$ – тангенциальные по отношению к плоскости щели составляющие вектора магнитного поля в соответствующих электродинамических объемах, возбужденные полями \vec{e}_{s1} и \vec{e}_{s2} ; $\vec{H}_{0\tau}^i$ – тангенциальная компонента вектора не возмущенного щелью магнитного поля внутри диэлектрической вставки, при падении на нее волны H_{10} .

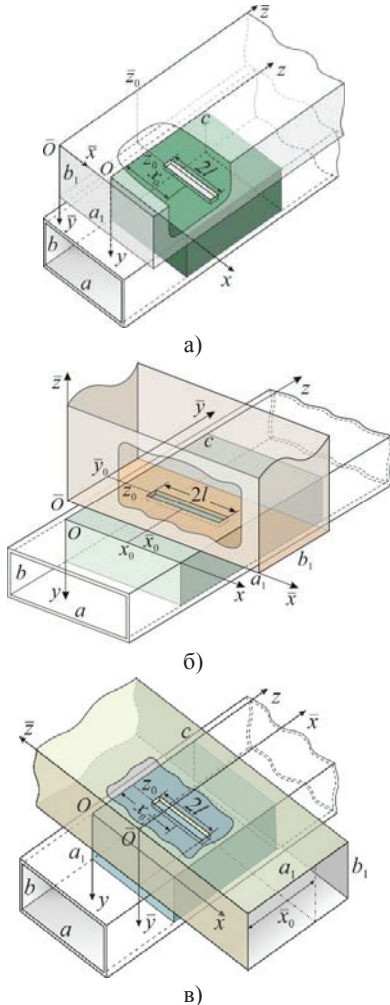


Рис. 1. Геометрия волноводных сочленений

Систему функциональных уравнений (1) решаем методом Галеркина. Для аппроксимации полей \vec{e}_{s1} и \vec{e}_{s2} воспользуемся набором векторных базисных функций:

$$\begin{aligned} \vec{e}_{1q} &= \vec{z}^0 \frac{1}{d} \sin \frac{q\pi}{2l} (x - x_0 + l), \\ \vec{e}_{2q} &= \vec{y}^0 \frac{1}{d} \sin \frac{q\pi}{2l} (\bar{x} - \bar{x}_0 + l) \end{aligned} \quad (2)$$

для волноводных тройников (рис. 1, а, б), а для случая крестообразного сочленения (рис. 1, в):

$$\begin{aligned} \vec{e}_{1q} &= \vec{z}^0 \frac{1}{d} \sin \frac{q\pi}{2l} (x - x_0 + l), \\ \vec{e}_{2q} &= \vec{x}^0 \frac{1}{d} \sin \frac{q\pi\bar{z}}{2l}, \end{aligned}$$

где \vec{x}^0 – орт оси x , \vec{y}^0 – орт оси \bar{y} , \vec{z}^0 – орт оси z и $q=1, 2, \dots, Q$. Распределение поля поперек щели принимается постоянным (условие Мейкснера на ребре – не учитывается). Искомые поля \vec{e}_{s1} и \vec{e}_{s2} представляем в виде:

$$\vec{e}_{s1(2)} = \sum_{q=1}^Q \dot{V}_{1(2)q} \vec{e}_{1(2)q}. \quad (3)$$

Здесь \dot{V}_{1q} , \dot{V}_{2q} – неизвестные комплексные амплитуды, подлежащие определению из системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) Галеркина, которая в данном случае принимает вид:

$$\begin{cases} \sum_{q=1}^Q \dot{V}_{1q} (\dot{Y}_{11,pq}^i + \dot{Y}_{11,pq}^v) + \sum_{q=1}^Q \dot{V}_{2q} \dot{Y}_{12,pq}^v = \dot{F}_p^1, \\ p = 1, 2, \dots, Q, \\ \sum_{q=1}^Q \dot{V}_{1q} \dot{Y}_{21,pq}^v + \sum_{q=1}^Q \dot{V}_{2q} (\dot{Y}_{22,pq}^v + \dot{Y}_{22,pq}^e) = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Матричные элементы СЛАУ (4) имеют размерность проводимости, амплитудные коэффициенты \dot{V}_{1q} и \dot{V}_{2q} – размерность напряжения, а \dot{F}_p^1 – размерность магнитодвижущей силы. Проводимости $Y_{mn,pq}^{i,v}$ и \dot{F}_p^1 определяются как и в [7], где полное поле под щелью представлялось суммой двух полей разной структуры: поля в бесконечном волноводе, полностью заполненном диэлектриком, и поля обусловленного многократными отражениями от границ вставки “диэлектрик-свободное пространство”. Выражение для проводимостей щели в боковом волноводе $Y_{22,pq}^e$ определяется по методике из монографии [2].

В случае соосного ответвителя (рис. 1, а):

$$\begin{aligned}
 Y_{22,pq}^e &= \frac{4}{i\omega\mu d^2 a_1 b_1} \sum_{n,m} \frac{(2-\delta_{0n})(2-\delta_{0m})}{\gamma_{mn}^3} \times \\
 &\times \frac{k^2 - (m\pi/a_1)^2}{(m\pi/a_1)^2 - (q\pi/2l)^2} \cdot \frac{[\sin(m\pi x_0/a_1)]^2}{(m\pi/a_1)^2 - (q\pi/2l)^2} \times \\
 &\times \left(\frac{m\pi}{a_1} \sin \frac{m\pi l}{a_1} \cos \frac{q\pi}{2} - \frac{q\pi}{2l} \cos \frac{m\pi l}{a_1} \sin \frac{q\pi}{2} \right) \cdot \\
 &\times \left(\frac{m\pi}{a_1} \sin \frac{m\pi l}{a_1} \cos \frac{p\pi}{2} - \frac{p\pi}{2l} \cos \frac{m\pi l}{a_1} \sin \frac{p\pi}{2} \right) \times \\
 &\times \left[d\gamma_{mn} - i(1 - e^{i\gamma_{mn}d}) - i(1 - \cos(\gamma_{mn}d)) e^{-2i\gamma_{mn}\bar{x}_0} \right],
 \end{aligned} \quad (5a)$$

в случае Т-образного тройника (рис. 1, б):

$$\begin{aligned}
 Y_{22,pq}^e &= -\frac{pq}{120\pi a_1 b_1} \left(\frac{\pi}{2l} \right)^2 \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(2-\delta_{0m})}{\left(\frac{p\pi}{2l} \right)^2 - \left(\frac{m\pi}{a_1} \right)^2} \times \\
 &\times \frac{(2-\delta_{0n})}{\left(\frac{q\pi}{2l} \right)^2 - \left(\frac{m\pi}{a_1} \right)^2} C_{mn} \left[\bar{Z}_{SW} \gamma_{mn} + \frac{k^2 - (m\pi/a_1)^2}{k} \right] \times \\
 &\times \left[\sin \left(\frac{n\pi d}{2b_1} \right) / \frac{n\pi d}{2b_1} \right]^2 \cos^2 \frac{n\pi}{b_1} \left(\bar{y}_0 + \frac{d}{2} \right) \times \\
 &\times \left[\sin \frac{m\pi}{a_1} \bar{x}_0 + (-1)^{p+1} \sin \frac{m\pi}{a_1} (\bar{x}_0 + 2l) \right] \times \\
 &\times \left[\sin \frac{m\pi}{a_1} \bar{x}_0 + (-1)^{q+1} \sin \frac{m\pi}{a_1} (\bar{x}_0 + 2l) \right],
 \end{aligned} \quad (5б)$$

в случае крестообразного сочленения (рис. 1, в):

$$\begin{aligned}
 Y_{22,11}^e &= \frac{il}{120\pi k a_1 b_1} \sum_{n,m} (2-\delta_{0n})(2-\delta_{0m}) \times \\
 &\times \frac{[\cos(m\pi \bar{x}_0/a_1)]^2}{(\pi/2l)^2 - \gamma_{mn}^2} \cdot \frac{[\sin(m\pi d/2a_1)]^2}{(m\pi d/2a_1)^2} \times \\
 &\times \left[k^2 - (\pi/2l)^2 + \frac{2\cos(\gamma_{mn}l)}{i\gamma_{mn}l} \right] \times \\
 &\times \frac{(m\pi/a_1)^2 + (n\pi/b_1)^2}{1 - (2\gamma_{mn}l/\pi)^2} e^{-i\gamma_{mn}l},
 \end{aligned} \quad (5в)$$

Здесь в (5а) суммирование производится, начиная с индексов $n=0$ и $m=1$; ω – круговая частота; δ_{0m}, δ_{0n} – символы Кронекера; \bar{x}_0 – расстояние от оси щели до торца волновода; $\gamma_{mn} = \sqrt{k^2 - (m\pi/a_1)^2 - (n\pi/b_1)^2}$, $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве. В выражении (5б) суммирование производится также, начиная с индексов $n=0$ и $m=1$; \bar{x}_0, \bar{y}_0 – расстояния от центра щели до узкой и широкой стенок волновода соответственно; $C_{mn} = \frac{k(1 + \bar{Z}_{SW}^2)}{k\gamma_{mn}(1 + \bar{Z}_{SW}^2) + \bar{Z}_{SW}(k^2 + \gamma_{mn}^2)}$,

\bar{Z}_{SW} – постоянный (нормированный к сопротивлению свободного пространства) поверхностный импеданс. В (5в) суммирование производится, начиная с индексов $m=0$ и $n=0$, а \bar{x}_0 – расстояние от оси щели до боковой стенки верхнего волновода.

Определив из СЛАУ (4) неизвестные амплитуды гармоник V_{1q} и V_{2q} , находим энергетические характеристики волноводных устройств. Коэффициент отражения S_{11} от структуры щель-диэлектрик в основном волноводе определяется как сумма амплитуды волны типа H_{10} , отраженной от диэлектрической вставки, и амплитуд волн, возбужденных всеми гармониками функции распределения поля в щели в направлении $z < 0$ и прошедших через границу диэлектрик-свободное пространство с коэффициентом прохождения $T_{-1} = 1 + (\gamma_{10}^e - \gamma_{10}) / (\gamma_{10}^e + \gamma_{10})$ [7]:

$$\begin{aligned}
 S_{11} &= -1 + 2\gamma_{10} \frac{(\gamma_{10}^e + \gamma_{10}) + (\gamma_{10}^e - \gamma_{10}) e^{-2i\gamma_{10}^e c}}{(\gamma_{10}^e + \gamma_{10})^2 - (\gamma_{10}^e - \gamma_{10})^2 e^{-2i\gamma_{10}^e c}} + \\
 &+ \sum_{q=1}^Q \frac{4V_{1q} \cdot U_1(q)}{i\omega\mu b d \pi} \sin \left(\frac{\gamma_{10}^e d}{2} \right) e^{-i\gamma_{10}^e z_0} \times \\
 &\times \frac{(\gamma_{10}^e + \gamma_{10}) - (\gamma_{10}^e - \gamma_{10}) e^{-2i\gamma_{10}^e (c-z_0)}}{(\gamma_{10}^e + \gamma_{10})^2 - (\gamma_{10}^e - \gamma_{10})^2 e^{-2i\gamma_{10}^e c}},
 \end{aligned} \quad (6)$$

$$U_1(q) = \left[\frac{\pi}{a} \cos \frac{q\pi}{2} \sin \left(\frac{\pi l}{a} \right) - \frac{q\pi}{2l} \cos \left(\frac{\pi l}{a} \right) \sin \frac{q\pi}{2} \right] \times$$

где

$$\times \sin \left(\frac{\pi x_0}{a} \right) / \left[\left(\frac{\pi}{a} \right)^2 - \left(\frac{q\pi}{2l} \right)^2 \right],$$

$\gamma_{10}^e = \sqrt{k^2 \varepsilon - (\pi/a)^2}$. При определении коэффициента прохождения S_{12} суммируются амплитуда волны типа H_{10} , прошедшей за вставку, и сумма амплитуд волн, возбужденных всеми гармониками функции распределения поля в щели в сторону $z > 0$ и прошедших границу диэлектрик - воздух с коэффициентом $T_1 = 2\gamma_{10}^e e^{-i(\gamma_{10}^e - \gamma_{10})c} / (\gamma_{10}^e + \gamma_{10})$:

$$\begin{aligned}
 S_{12} &= \frac{4e^{-i(\gamma_{10}^e - \gamma_{10})c}}{(\gamma_{10}^e + \gamma_{10})^2 - (\gamma_{10}^e - \gamma_{10})^2 e^{-2i\gamma_{10}^e c}} \times \\
 &\left\{ \gamma_{10} \gamma_{10}^e + \sum_{q=1}^Q \frac{V_{1q} \cdot U_1(q)}{i\omega\mu b d \pi} \sin \left(\frac{\gamma_{10}^e d}{2} \right) \times \right. \\
 &\left. \times \left[(\gamma_{10}^e - \gamma_{10}) e^{-i\gamma_{10}^e z_0} - (\gamma_{10}^e + \gamma_{10}) e^{i\gamma_{10}^e z_0} \right] \right\}.
 \end{aligned} \quad (7)$$

Коэффициент передачи мощности в верхний волновод $|S_e|^2$ можно найти по формуле:

$$|S_e|^2 = \frac{2}{N_{10}} \operatorname{Re} \sum_p \sum_q \dot{V}_{2p} \dot{V}_{2q}^* Y_{pq}^e, \quad (8)$$

где $N_{10} = \omega \mu b \gamma_{10} \pi^2 / a_1$. Уравнение баланса мощности $|S_{11}|^2 + |S_{12}|^2 + |S_e|^2 = 1$ применяется для проверки корректности работы численного алгоритма, а также может быть использовано для определения $|S_e|^2$ в случае отсутствия потерь в диэлектрической вставке.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

При математическом моделировании всех рассматриваемых видов волноводных сочленений (результаты которых далее будут представлены последовательно) использовались стандартные средства пакета Mathcad. Достоверность моделирования была подтверждена результатами тестовых расчетов для различной геометрии щели в частных случаях полых основного и боковых волноводов, которые согласуются с известными ранее. При этом максимальные значения индексов суммирования m, n в выражениях для матричных коэффициентов системы (4) задавались такими, которые обеспечивали определение расчетных величин мнимых частей проводимостей с точностью порядка 1%. При проведении расчетов число базисных функций Q в аппроксимации (3) варьировалась от 1 до 5, толщина общей стенки волноводов полагалась $h = 0.4$ мм, а ширина щели $d = 1.6$ мм.

Соосный направленный ответитель (рис. 1, а) Для выяснения влияния на излучающую способность щели расстояния от ее оси до торца верхнего волновода \bar{z}_0 , предварительно была исследована формула для проводимости (5а) для основной гармоники щели в полубесконечном волноводе $Y_{22,11}^e$. Параметры структуры и расчетные значения проводимостей для щелей с длинами близкими к половине длины волны приведены на рис. 2. Как видно из рис. 2, зависимости от \bar{z}_0 являются периодическими функциями с периодом равным длине волны в волноводе λ_g и ограниченными амплитудами. Заметим, что полуволновая щель с $2l = 0.25\lambda$ характеризуется здесь нулевой мнимой частью проводимости на ближайшем расстоянии от торца $\bar{z}_0 = 0.25\lambda_g \approx 0.3\lambda$.

Такой характер влияния торца на щель позволяет с помощью выбора величины \bar{z}_0 производить настройку щелей (близких к полуволновым) в резонанс на любой заданной длине волны из диапазона одномодового режима работы сочлененных волноводов. Для примера на рис. 3 приведены энергетические параметры полого тройника при фиксации $\lambda = 32$ мм. Как видно из рис. 3 одновременным подбором параметров $2l/\lambda$ и \bar{z}_0 удается настроить щель в резонанс и обеспечить максимально возможный уровень пере-

дачи мощности в верхнее плечо близкий к $|S_e|^2 \approx 0.5$. Заметим, что при этом изменения длины щели $2l/\lambda$ и дистанции \bar{z}_0 возможны только механическим способом, а ограничение уровня излучения щели $|S_\Sigma|^2_{\max} = 0.5$ является фундаментальным в теории волноводов [2].

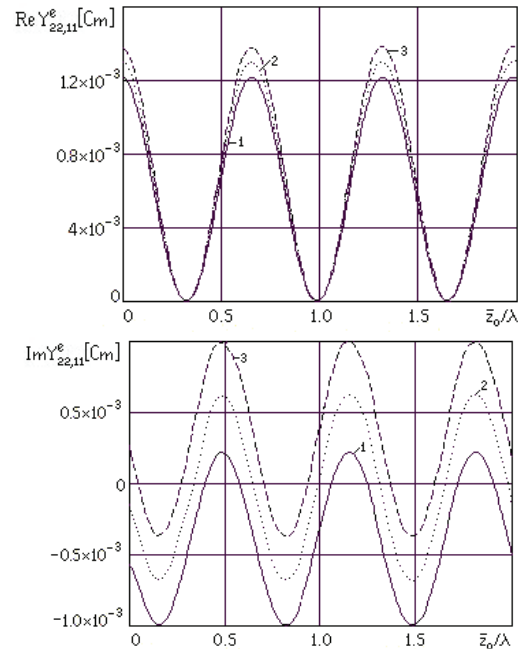


Рис. 2. Зависимость величины проводимости щели от расстояния \bar{z}_0/λ при $a_1 = 23$ мм,

$b_1 = 10$ мм, $x_0 = a_1/2$, $\lambda = 30$ мм: 1 – $2l = 0.24\lambda$;
2 – $2l = 0.25\lambda$; 3 – $2l = 0.26\lambda$

Одним из способов снятия этих ограничений является размещение в основном волноводе под щелью диэлектрической вставки (рис. 1, а). В результате расчетов было установлено, что для рассматриваемого типа тройника, как и в случае сочленения двух бесконечных волноводов [7], условия максимального излучения из щели $|S_e|^2_{\max} \approx 0.84$ могут быть реализованы только в длинноволновой части диапазона одномодового режима работы полого основного волновода (рис. 4). Здесь также для максимальной передачи мощности из основного в боковой волновод расстояние z_0 между центром щели и левой границей вставки должно быть близко к $d/2$ или кратно $\lambda_g^\varepsilon/2$ (где λ_g^ε – длина волны в волноводе, полностью заполненном диэлектриком). При этом продольный размер вставки c оказывается кратным нечетному числу четвертей $\lambda_g^\varepsilon/4$, а значение диэлектрической проницаемости близким к $\varepsilon = 3.0$. Для примера на рис. 4 представлены энергетические характеристики ответ-

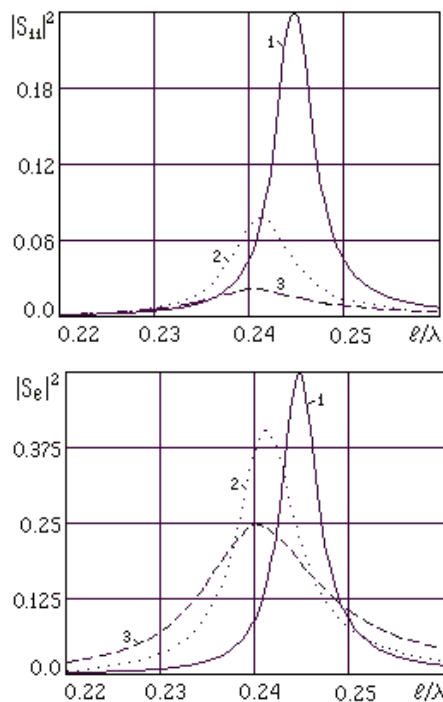


Рис. 3. Энергетические характеристики полого тройника при $a = a_1 = 23$ мм, $b = b_1 = 1$ мм, $x_0 = a/2$, $\lambda = 32$ мм; 1 - $\bar{z}_0/\lambda = 0.35\lambda$; 2 - $\bar{z}_0/\lambda = 0.45\lambda$; 3 - $\bar{z}_0/\lambda = 0.55\lambda$

вителя с диэлектрической вставкой без потерь, обеспечивающего передачу мощности в боковой волновод в диапазоне $0 \leq |S_e|^2 \leq 0.84$. Заметим, что при фиксированном значении длины щели $2l = 16.2$ мм (отмеченного на оси l/λ символом уровня) регулировать величину передаваемой мощности в интервале $0.5 \leq |S_e|^2 \leq 0.84$ при удовлетворительном согласовании основного волновода можно посредством изменения диэлектрической проницаемости вставки в интервале $3.0 \leq \epsilon \leq 3.05$.

Е-плоскостной Т-образный тройник (рис. 1, б) Известно [3], что в этом случае на излучающую способность щели слабо влияют изменения расстояний \bar{x}_0 и \bar{y}_0 от ее центра до боковых стенок бокового волновода. Эффективную перестройку резонансной длины щели здесь можно обеспечить варьированием величины мнимого поверхностного импеданса на торце волновода \bar{Z}_{SW} . Это подтверждается зависимостями для проводимости (5б) основной гармоники щели в полубесконечном волноводе $Y_{22,11}^e$, представленными на рис. 5. Структурные параметры тройника, при которых выполнялись расчеты, также приведены на рис. 5. Как и следовало ожидать, наличие на торце бокового волновода чисто мнимого импеданса практически не изменяет величину реальной части проводимости $\text{Re} Y_{22,11}^e$. При этом вариация величины импеданса индуктивного типа в пределах

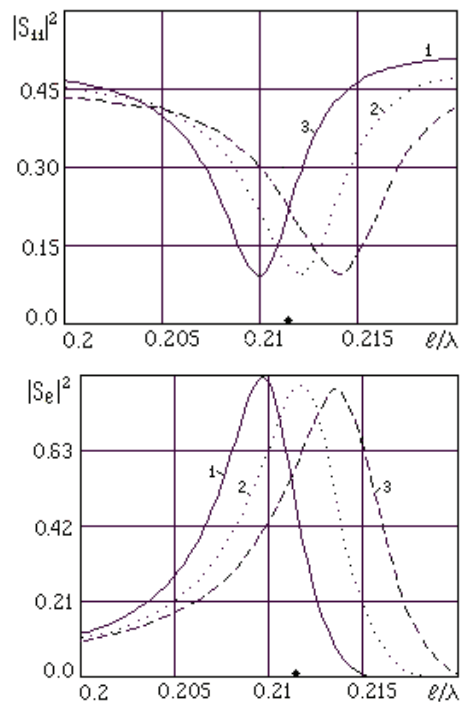


Рис. 4. Энергетические характеристики тройника с диэлектрической вставкой при $a = a_1 = 23$ мм, $b = b_1 = 10$ мм, $x_0 = a/2$, $\lambda = 38$ мм, $c = 16.4$ мм, $z_0 = 11$ мм, $\bar{z}_0 = 15.2$ мм: 1 - $\epsilon = 3.05$; 2 - $\epsilon = 3.0$; 3 - $\epsilon = 2.95$

$0.0i \leq \bar{Z}_{SW} \leq 0.1i$ позволяет перестраивать резонансную длину щели (определяемую из условия $\text{Im} Y_{22,11}^e = 0$ при аппроксимации поля в щели одной базисной функцией) в интервале $0.4\lambda \leq 2l \leq 0.46\lambda$.

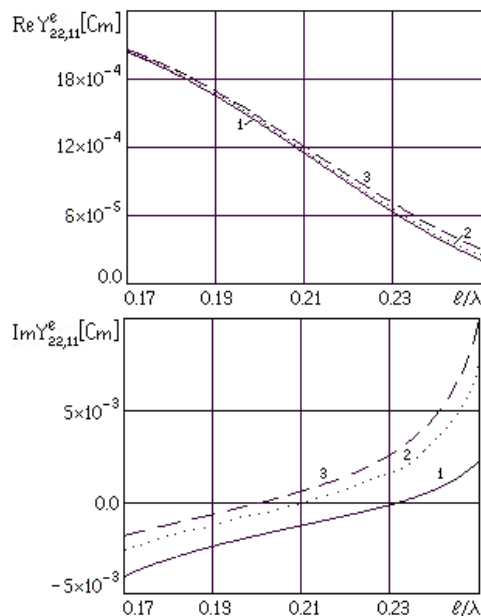


Рис. 5. Зависимость величины проводимости щели от l/λ при $a_1 = 23$ мм, $b_1 = 10$ мм, $\bar{x}_0 = a_1/2$, $\bar{y}_0 = b_1/2$, $\lambda = 42$ мм: 1 - $\bar{Z}_{SW} = 0.0$; 2 - $\bar{Z}_{SW} = i0.05$; 3 - $\bar{Z}_{SW} = i0.1$

Такой характер влияния импеданса на щель позволяет с помощью выбора величины \bar{Z}_{SW} произвести настройку щелей в резонанс на любой заданной длине волны из диапазона одномодового режима работы сочлененных волноводов. Однако для случая волноводов одинакового поперечного сечения $a = a_1 = 23$ мм, $b = b_1 = 10$ мм обеспечить максимально возможный уровень передачи мощности в верхнее плечо близкий к $|S_e|^2 \approx 0.5$ оказывается возможным только в длинноволновой части диапазона одномодового режима работы волноводов. Для примера на рис. 6 приведены энергетические параметры полого тройника при фиксации значения $\lambda = 42$ мм.

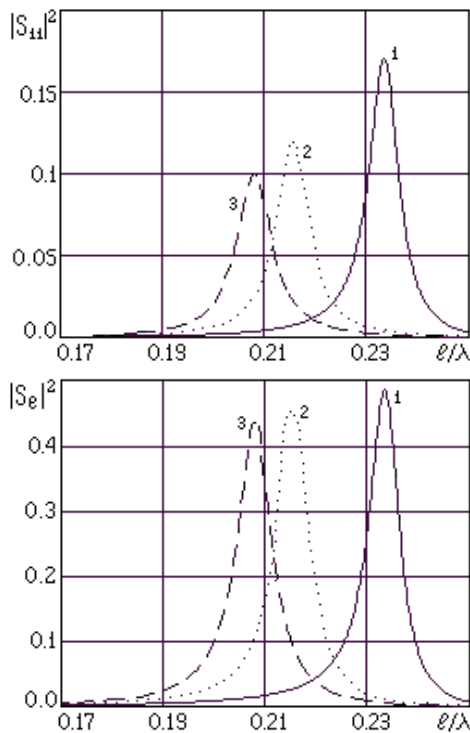


Рис. 6. Энергетические характеристики полого тройника при $a = a_1 = 23$ мм, $b = b_1 = 10$ мм, $\bar{x}_0 = a/2$, $\bar{y}_0 = b_1/2$, $\lambda = 42$ мм: 1 - $\bar{Z}_{SW} = 0.0$; 2 - $\bar{Z}_{SW} = i0.05$; 3 - $\bar{Z}_{SW} = i0.1$.

Как видно из рис. 6, одновременным подбором параметров $2l/\lambda$ и \bar{Z}_{SW} удается настроить щель в резонанс и обеспечить достаточно большой уровень передачи мощности в верхнее плечо $0.43 \leq |S_e|^2 \leq 0.48$. Напомним, что ограничение уровня излучения щели $|S_\Sigma|^2_{\max} = 0.5$ является фундаментальным в теории волноводов [2].

Как указывалось выше, обойти это ограничение возможно путем размещения в нижнем волноводе под щелью диэлектрической вставки (рис. 1, б). В результате расчетов было установлено, что для рассматриваемого типа тройника, как и в случае сочленения двух бесконечных волноводов [7], условия макси-

мального излучения из щели $|S_e|^2_{\max} \approx 0.84$ могут быть реализованы только в длинноволновой части диапазона одномодового режима работы полого нижнего волновода (рис. 7). Здесь также для максимальной передачи мощности из нижнего в верхний волновод расстояние z_0 между центром щели и левой границей вставки должно быть близко к $d/2$ или кратно $\lambda_g^\varepsilon/2$. При этом продольный размер вставки c оказывается кратным нечетному числу четвертей $\lambda_g^\varepsilon/4$. Для примера на рис. 7 представлены энергетические характеристики тройника с диэлектрической вставкой без потерь, обеспечивающего передачу мощности в верхний волновод в диапазоне $0 \leq |S_e|^2 \leq 0.8$. Заметим, что при фиксированном значении длины щели $2l = 19$ мм (отмеченного на оси l/λ символом уровня) регулировать величину передаваемой мощности в интервале $0.15 \leq |S_e|^2 \leq 0.8$ при удовлетворительном согласовании основного волновода можно посредством изменения диэлектрической проницаемости вставки в интервале $1.05 \leq \varepsilon \leq 1.35$.

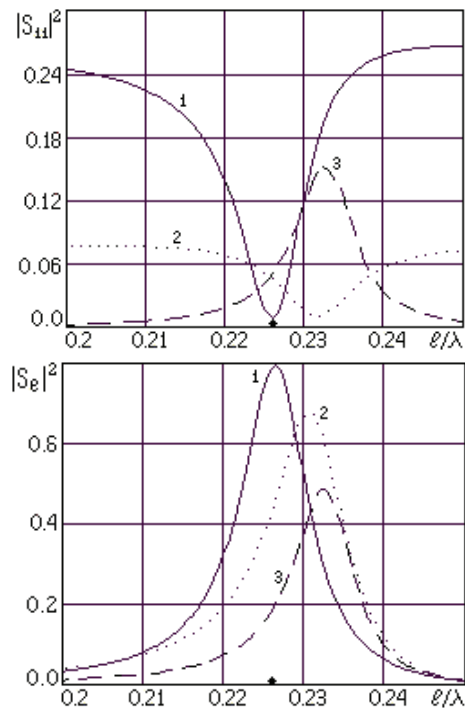


Рис. 7. Энергетические характеристики тройника с диэлектрической вставкой при $a = a_1 = 23$ мм, $b = b_1 = 10$ мм, $\bar{x}_0 = a/2$, $\bar{y}_0 = b_1/2$, $\lambda = 42$ мм, $c = 43.5$ мм, $z_0 = 29.5$ мм, $\bar{Z}_{SW} = 0.0$: 1 - $\varepsilon = 1.35$; 2 - $\varepsilon = 1.2$; 3 - $\varepsilon = 1.05$

Разумеется, при фиксировании значения диэлектрической проницаемости вставки существует альтернатива регулированию величины излучения мощности щели с помощью изменения значения поверх-

ностного импеданса на торце волновода \bar{Z}_{SW} . На рис. 8 продемонстрирована такая возможность при $\varepsilon = 1.35$ (остальные значения параметров указаны на рисунке). Как и на рис. 7, на рис. 8 значение длины щели $2l = 19$ мм отмечено на оси l/λ символом уровня.

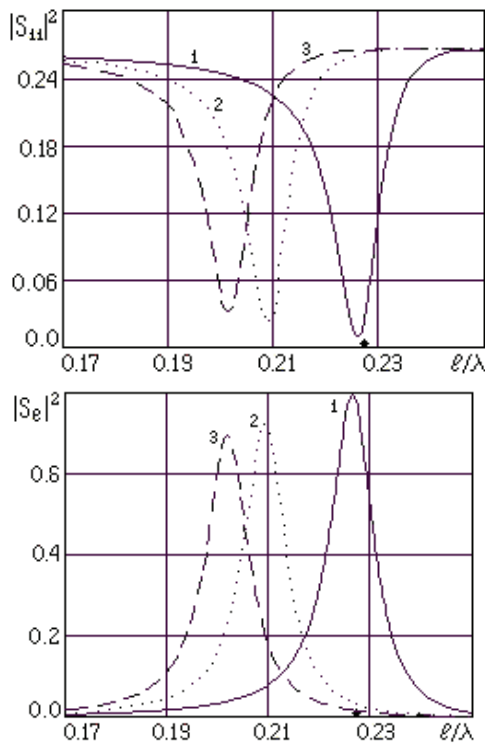


Рис. 8. Энергетические характеристики тройника с диэлектрической вставкой при $a = a_1 = 23$ мм, $b = b_1 = 10$ мм, $\bar{x}_0 = a/2$, $\bar{y}_0 = b_1/2$, $\lambda = 42$ мм, $c = 43.5$ мм, $z_0 = 29.5$ мм, $\varepsilon = 1.35$:
 1 - $\bar{Z}_{SW} = 0.0$; 2 - $\bar{Z}_{SW} = i0.05$; 3 - $\bar{Z}_{SW} = i0.1$.

Крестообразное волноводное сочленение (рис. 1, в) Здесь, как и ранее, в расчетах размеры поперечных сечений волноводов выбирались такими, при которых обеспечивался их одномодовый режим работы. В частности для основного волновода фиксировались $a = 23$ мм, $b = 10$ мм. Однако, следует понимать, что для бокового волновода даже при сохранении этих размеров размещение щели вдоль центральной оси его широкой стенки приводит к запердельному режиму работы волновода. Это обусловлено тем, что при таком размещении щели распространяющаяся основная волноводная мода типа H_{10} в волноводе не возбуждается, а остальные – априори являются затухающими. Такой прием является удобным для экспериментальной практики, поскольку для обеспечения запердельного режима верхнего волновода и локализации поля в области щели здесь не приходится существенно уменьшать размеры его поперечного сечения, что требуется при традиционном подходе.

Для демонстрации особенности влияния на излучающую способность щели расстояния от ее оси до боковой стенки бокового волновода \bar{x}_0 на рис. 9 представлены зависимости величины проводимости (5в) основной гармоники аппроксимации поля в щели $Y_{22,11}^e$ (расчетные параметры структуры приведены на рисунке). Как видно из рис. 9, зависимости реальной части проводимостей $\text{Re} Y_{22,11}^e$ при $\bar{x}_0 = a_1/2$ равны нулю и щели характеризуются только мнимой проводимостью, что соответствует запердельному режиму возбуждения верхнего волновода. Следует заметить, что при выборе параметров $a_1 = 23$ мм, $b_1 = 10$ мм на длине волны $\lambda = 30$ мм реальная часть общей проводимости щели определяется только величиной $\text{Re} Y_{22,11}^e$. Зависимости $\text{Im} Y_{22,11}^e$ при $\bar{x}_0 = a_1/2$ имеют максимумы и близость их к нулю определяет возможность настройки щелей в резонанс. Например, здесь длина щели, расположенной на продольной оси верхнего волновода и возбуждающая в нем половина падающей мощности оказывается достаточно короткой и равной $2l \approx 0.19\lambda$.

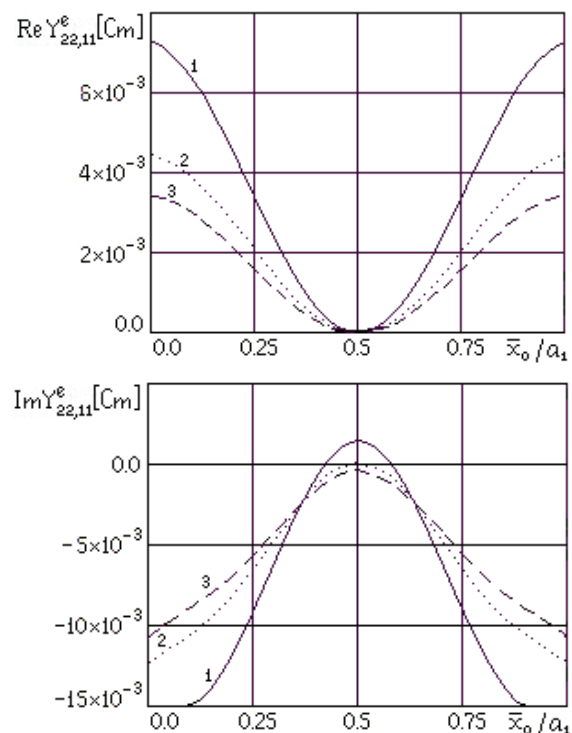


Рис. 9. Зависимость величины проводимости щели от расстояния \bar{x}_0/a_1 при $a_1 = 23$ мм, $b_1 = 10$ мм, $\lambda = 30$ мм: 1 - $2l = 0.17\lambda$; 2 - $2l = 0.18\lambda$; 3 - $2l = 0.2\lambda$.

Однако можно полагать, что даже такое укорочение резонансной длины щели при размещении под ней в нижнем волноводе диэлектрической вставки не обеспечивает ее настройку в резонанс. Действительно, если длина щели за счет вставки может измениться в $\approx \sqrt{\varepsilon}$

раз, то для значений диэлектрической проницаемости $2 \leq \epsilon \leq 3$ необходимо обеспечить возможность более существенного укорочения ее резонансной длины. При условии выполнения требований $\bar{x}_0 = a_1/2$ и $\lambda = 30$ мм становится необходимым искать такую возможность в изменении размеров поперечного сечения волновода.

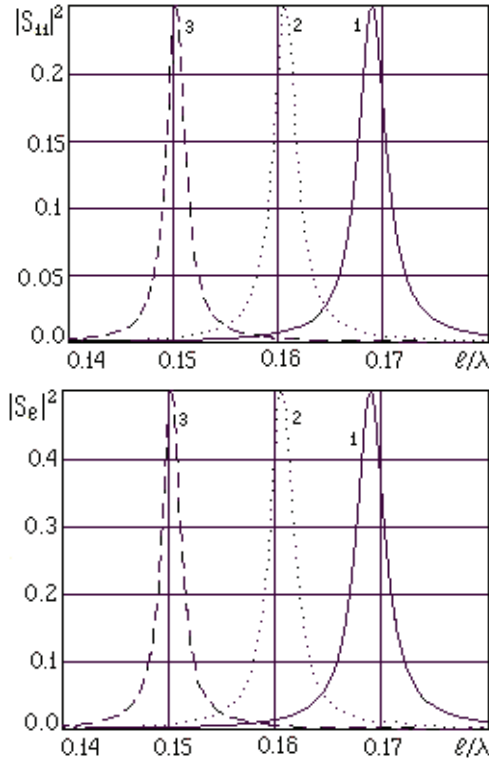


Рис. 10. Энергетические характеристики полого сочленения при $a = 23$ мм, $b = b_1 = 10$ мм, $x_0 = a/2$, $\bar{x}_0 = a_1/2$, $\lambda = 30$ мм: 1 - $a_1 = 26$ мм; 2 - $a_1 = 27$ мм; 3 - $a_1 = 28$ мм

В результате расчетов оказалось, что при увеличении размера широкой стенки бокового волновода существует возможность настройки в резонанс щелей с более короткими длинами. Для примера на рис. 10 приведены энергетические характеристики полых сочленений для разных значений ширины бокового волновода a_1 . Так при $a_1 = 28$ мм резонансная передача мощности в боковой волновод происходит при длине щели $2l \approx 0.15\lambda$. Как видно из рис. 10, такие режимы передачи мощности в расширенные верхние волноводы обеспечивают максимально возможный ее уровень близкий к $|S_e|^2 \approx 0.5$ при достаточно высоком уровне коэффициента отражения $|S_{11}|^2 \approx 0.25$. Заметим, что здесь изменения длины щели $2l/\lambda$ возможны только за счет механических изменений конструкции сочленения.

Как и ранее, предлагаемым способом снятия этих ограничений является размещение в основном волноводе под щелью диэлектрической вставки (рис. 1, в). Расчеты показали, что для рассматриваемого типа

сочленения, как и в случае сочленения двух соосно расположенных бесконечных волноводов [7], условия максимального излучения из щели $|S_e|^2_{\max} \approx 0.84$ могут быть реализованы в диапазоне одномодового режима работы основного волновода (рис. 11). Здесь также для максимальной передачи мощности из нижнего в верхний волновод расстояние z_0 между центром щели и левой границей вставки должно быть близко к $d/2$ или кратно $\lambda_g^\epsilon/2$. При этом продольный размер вставки c , как и ранее, оказывается кратным нечетному числу четвертей $\lambda_g^\epsilon/4$, а значение диэлектрической проницаемости – близким к $\epsilon = 2.0$. Для примера на рис. 11 представлены энергетические параметры сочленения с диэлектрической вставкой без потерь, обеспечивающего передачу мощности в верхний волновод в диапазоне $0 \leq |S_e|^2 \leq 0.84$. Заметим, что при фиксированном значении длины щели $2l = 10.25$ мм (отмеченного на оси l/λ символом уровня) регулировать величину передаваемой мощности в интервале $0.05 \leq |S_e|^2 \leq 0.84$ при удовлетворительном согласовании основного волновода можно посредством изменения диэлектрической проницаемости вставки в интервале $2.0 \leq \epsilon \leq 2.3$.

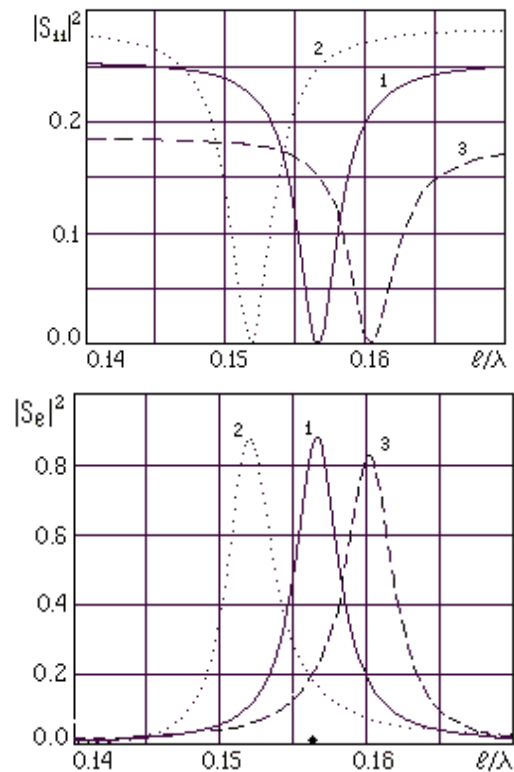


Рис. 11. Энергетические характеристики сочленения с диэлектрической вставкой при $a = 23$ мм, $a_1 = 28$ мм, $b = b_1 = 10$ мм, $x_0 = a/2$, $\lambda = 32.8$ мм, $c = 20.1$ мм, $z_0 = 13.4$ мм, $\bar{x}_0 = a_1/2$:
1 - $\epsilon = 2.0$; 2 - $\epsilon = 2.2$; 3 - $\epsilon = 1.8$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье построены математические модели для трех типов волноводных сочленений, у которых в качестве боковых плеч рассмотрены: полубесконечный соосный волновод; Т-ориентированный полубесконечный волновод с импедансным торцом; перпендикулярно скрещенный бесконечный прямоугольный волновод. В последнем случае анализировались сочленения, геометрии которых обеспечивают запретный режим работы бокового волновода. Модели волноводных устройств, содержащих в основном волноводе в области щели связи диэлектрическую вставку, позволяют исследовать энергетические характеристики сочленений прямоугольных волноводов с разноразмерными поперечными сечениями при условии обеспечения одномодового режима работы основного волновода. Показано, что для заданной длины волны подбором электрических параметров волноводных устройств (любого из рассмотренных типов) можно обеспечить в интервале $0 \leq |S_e|^2 \leq 0.84$ требуемый уровень передачи мощности из основного волновода в боковой. Также показано, что регулирование в широких пределах уровня передачи мощности в боковой волновод можно обеспечить, как изменением величины диэлектрической проницаемости вставки, так и величины импеданса, распределенного на торце бокового волновода. Установлено, что независимо от электродинамического типа бокового объема для регулирования уровня передачи мощности в пределах $0.4 \leq |S_e|^2 \leq 0.84$ оказываются достаточными малые изменения величины диэлектрической проницаемости вставки (порядка нескольких единиц процентов).

Литература

- [1] Левин Л. Теория волноводов. Методы решения волноводных задач. – Москва: Радио и связь. – 1981, 312 с.
- [2] Nesterenko M. V, Penkin Yu. M., Katrich V. A., Berdnik S. L. Analytical and Hybrid Methods in Theory of Slot-Hole Coupling of Electrodynamical Volumes. – New York: Springer Science+Business Media, 2008. – 146 p.
- [3] Бердник С. Л., Катрич В. А., Нестеренко М. В., Пенкин Ю. М. Е-плоскостное сочленение прямоугольных волноводов с вибраторно-щелевой связью между плечами // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. 6(20), № 1. – С. 85 – 93.
- [4] Бердник С. Л., Катрич В. А., Куйко В. И., Нестеренко М. В., Пенкин Ю. М. Энергетические характеристики Т-образного сочленения прямоугольных волноводов с многоэлементной вибраторно-щелевой структурой связи // Радиофизика и электроника. – 2016. – Т. 7(21), № 1. – С. 4 – 14.
- [5] Berdnik S. L., Katrich V. A., Nesterenko M. V., Penkin Yu. M., Penkin D. Yu. Radiation and scattering of electromagnetic waves by a multi-element vibrator-slot structure in a rectangular waveguide // IEEE Trans. Antennas Propag. – 2015. – Vol. 63. P. 4256 – 4259.
- [6] Berdnik S. L., Katrich V. A., Nesterenko M. V., Penkin Yu. M., Waveguide T-junctions with resonant coupling between sec-

tions of different dimensions // International Journal of Microwave and Wireless Technologies. – 2016. DOI: <https://doi.org/10.1017/S175907871600129X>.

- [7] Penkin D. Yu., Yatsuk L. P. Analysis of energy characteristics of the transversal slot in a wide wall of a rectangular waveguide with local dielectric inclusion // Telecommunications and Radio Engineering. – 2014. – Vol. 73(8), P. 669 – 680.

Поступила в редколлегию 17.01.2017



Пенкин Юрий Михайлович, доктор физ.-мат. наук, профессор, зав. кафедрой фармакоинформатики Национального фармацевтического университета. Область научных интересов: теория электромагнетизма, теория возбуждения электромагнитных волн в объемах с криволинейными координатными границами, информационные технологии в области фармации.



Бердник Сергей Леонидович, канд. физ.-мат. наук, с.н.с., доцент кафедры физической и биомедицинской электроники и комплексных информационных технологий ХНУ имени В.Н. Каразина. Область научных интересов: теория электромагнетизма, теория волноводно-щелевых и импедансных вибраторных излучающих структур.



Катрич Виктор Александрович, доктор физ.-мат. наук, профессор, проф. кафедры физической и биомедицинской электроники и комплексных информационных технологий ХНУ имени В.Н. Каразина. Область научных интересов: теория электромагнетизма, задачи дифракции в прикладной электродинамике, теория волноводно-щелевых и импедансных вибраторных излучающих структур.



Нестеренко Михаил Васильевич, доктор физ.-мат. наук, с.н.с., ведущий научный сотрудник кафедры физической и биомедицинской электроники и комплексных информационных технологий ХНУ имени В.Н. Каразина. Область научных интересов: теория электромагнетизма, теория тонких импедансных вибраторов, щелевых излучателей и отверстий связи электродинамических объемов.



Пшеничная Светлана Викторовна, н.с. кафедры физической и биомедицинской электроники и комплексных информационных технологий ХНУ имени В.Н. Каразина. Научные интересы: технологии реализации композитных импедансных структур и их электрофизические характеристики; расчет и моделирование электродинамических структур.

УДК 537.876.45:621.372.832.4

Керування енергетичними характеристиками хвилевідних з'єднань із діелектричним включенням / Ю.М. Пенкін, С.Л. Бердник, В.О. Катрич, М.В. Нестеренко, С.В. Пшенична // Прикладна радіоелектроніка: наук.-техн. журнал. – 2017. – Том 16, № 1, 2. – С. 51 – 60.

За допомогою побудованих математичних моделей проведено багатопараметричні дослідження енергетичних характеристик низки хвилевідних з'єднань у діапазоні одномодового режиму роботи основного прямокутного хвилеводу, що містить в області щілини зв'язку діелектричну вставку. При цьому як бічні плечі пристроїв розглянуто: напівнескінченний хвилевід, що є співвісний до основного; Т-орієнтований напівнескінченний хвилевід з імпедансним торцем; перпендикулярно схрещений нескінченний прямокутний хвилевід. У третьому випадку розглянуто геометрію зчленування, яка забезпечує поза межний режим роботи бічного хвилеводу. Показано (незалежно від електродинамічного типу сполученого об'єму) можливість зміни в широких межах значення коефіцієнта передачі потужності з основного хвилеводу в бічний шляхом варіювання довжини щілини й електрофізичних параметрів вставки.

Ключові слова: хвилевідне з'єднання, прямокутний хвилевід, вузька щілина, діелектрична вставка, енергетичні характеристики.

Лт.: 11. Бібліогр.: 07 найм.

UDC 537.876.45:621.372.832.4

Control of energy characteristics of waveguide junctions with dielectric insertion / Yu.M. Penkin, S.L. Berdnik, V.A. Katrich, M.V. Nesterenko, S.V. Pshenichnaya // Applied Radio Electronics: Sci Journ. – 2017. – Vol. 16, № 1, 2. – P. 51 – 60.

A multiparameter analysis of energy characteristics for a series of waveguide junctions was carried out by using mathematical models. The junctions were operating in a single-mode wavelength of a main rectangular waveguide containing a dielectric insertion in a region of the coupling slot. Three configurations of junction cross arms were studied, namely: a semi-infinite coaxial waveguide, a T-oriented semi-infinite waveguide with an impedance end wall, and a perpendicular-crossed infinite rectangular waveguide. The junction geometry, which allows the evanescent mode of the lateral waveguide, was studied for the third configuration. A possibility to vary a power transmission coefficient from the main waveguide to lateral one in a wide range by changing the slot length and electrical parameters of the dielectric insertion is shown. Such a possibility does not depend upon a type of the coupling volume.

Keywords: waveguide coupling, rectangular waveguide, narrow slot, dielectric insertion, energy characteristics.

Fig.: 11. Ref.: 07 items.