

2. Матей Д. Л. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи / Д. Л. Матей, Л. Янг, Е. М. Т. Джонс ; [пер. с англ. под ред. Л. В. Алексеева]. – М.: Связь, 1972. – Т. 2. – 495 с.
3. Марков Г. Т. Возбуждение электромагнитных волн / Г. Т. Марков, А. Ф. Чаплин. – М. ; Л. : Энергия, 1967. – 367 с.
4. Миллер М. А. Исследование понятия поверхностного импеданса в теории поверхностных волн (обзор) / М. А. Миллер, В. И. Таланов // Изв. вузов. Радиофизика. – 1961. – Т. 4, № 5. – С. 795–830.
5. Арсеньев Е. М. Поверхностные волны над трапециевидно гофрированной поверхностью / Е. М. Арсеньев, В. А. Калошин // Журнал радиоэлектроники. – 2008. – № 4. – С. 127–135.
6. Горобец Н. Н. Приближенное решение дисперсионного уравнения для цилиндрического волновода с импедансными границами / Н. Н. Горобец, А. П. Удовенко // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, № 2. – С. 172–177.
7. Петрова Ю. Ю. Решение уравнения Гельмгольца в многосвязных волноводных областях: дис. ... канд. физ.-мат. наук : 01.01.03 / Петрова Юлия Юрьевна. – М., 2006. – 114 с.
8. Моденов В. П. Проекционные методы в теории волноводов / В. П. Моденов // Радиотехника и электроника (Россия). – 2005. – Т. 50, № 2. – С. 203–207.
9. Богданов Ф. Г. Дифракция волны H_{10} на симметричных диэлектрических стержнях конечной длины / Ф. Г. Богданов // Изв. вузов. Радиофизика. – 1983. – Т. 26, № 2. – С. 246–250.

Надійшла 02.06.2009
Після доробки 03.09.2009

Логачова Л. М., Куцак С. В., Бондарев В. П.
ДИФРАКЦІЯ ХВИЛІ H_{10} В ПРЯМОКУТНОМУ ХВИЛЕВОДІ НА СТРИБКУ ІМПЕДАНСА ВУЗЬКИХ СТИНОК

На основі проєкційного методу дається строге рішення задачі дифракції основної хвилі H_{10} на стику регулярного і нерегулярного (вузькі стінки утворені вторинними хвилеводами) прямокутних хвилеводів. На основі чисельних результатів приводяться та аналізуються залежності дифракційних характеристик системи від її параметрів.

Ключові слова: дифракція, імпедансні стінки, проєкційний метод, прямокутний хвилевід.

Logacheva L. M., Kutsak S. V., Bondaryev V. P.
 H_{10} WAVE DIFFRACTION IN A RECTANGULAR WAVEGUIDE BY NARROW WALLS IMPEDANCE BUMP

Rigorous solution of the principal H_{10} wave diffraction problem at the joint of regular and non-regular (narrow walls are formed by secondary waveguides) rectangular waveguides has been obtained using the method of projection matching. On the basis of numerical results the dependence of the system diffraction characteristics on its parameters is determined and analyzed.

Key words: diffraction, impedance walls, method of projection matching, rectangular waveguide.

УДК 621.372.81

Самойлик С. С.¹, Бондарев В. П.²

¹Аспирант Запорозького національного технічного університета
²Канд. физ.-мат. наук, доцент Запорозького національного технічного університета

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОХОДНОГО РЕЗОНАТОРА НА ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДАХ С ЧАСТИЧНЫМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Расчет параметров проходного прямоугольного резонатора с частичным диэлектрическим заполнением при сильной связи выполнен методом частичных пересекающихся областей с использованием интегральных уравнений макроскопической электродинамики. Этот метод позволяет учитывать как параметры каждого из диэлектриков, такие как диэлектрическая проницаемость и тангенс угла потерь вещества, из которого изготовлена неоднородность, так и его геометрическую форму и место расположения в резонаторе. Проведенный численный анализ позволил вычислить мощности, поглощенные неоднородностями, амплитуды прошедшей через структуру и отраженной волн в зависимости от параметров сложного диэлектрического заполнения.

Ключевые слова: проходной резонатор, коэффициент отражения, коэффициент прохождения.

ВВЕДЕНИЕ

Моделированию процессов, происходящих в СВЧ резонаторах, заполненных диэлектрическим материалом, посвящены исследования [1, 2]. Обзор работ показывает, что для детального анализа наблюдаемых явлений недостаточно экспериментальных исследова-

ний, а необходимо математическое моделирование этих процессов. Одной из серьезных проблем при разработке таких устройств является трудность формирования заданных распределений поля в диэлектрическом материале, помещенном в резонатор. Наиболее предпочтительным является аналитическое решение

задач СВЧ нагрева, которое удобно для нахождения зависимости распределения температуры от параметров среды и характеристик системы возбуждения электромагнитного поля и их оптимизации. Например, в работе [3] получено аналитическое решение задачи определения температурного поля и глубины проникновения электрического поля при нормальном падении электромагнитной волны на плоский диэлектрик с малыми потерями, заполняющий полупространство.

При моделировании электромагнитных и тепловых полей в СВЧ резонаторах открытого типа и, особенно, в резонаторах закрытого типа применяются, как правило, такие численные методы решения системы уравнений Максвелла, как метод конечных элементов (МКЭ), метод конечных разностей (МКР), либо метод частичных областей (МЧО). Недостаток методов МКР и МКЭ заключается в необходимости использования больших объемов памяти и времени счета на ЭВМ. Метод МКР также обладает одним очень серьезным недостатком, связанным с трудностью учета криволинейных границ диэлектрического материала. Метод частичных областей (МЧО) широко применяется при решении многих электродинамических задач, в том числе задач расчета резонаторных электродинамических структур и волноводных трансформаторов. В МЧО исследуемая область разбивается на подобласти, затем в каждой подобласти электромагнитное поле раскладывается в ряд, как правило, по собственным функциям подобластей. Наложение граничных условий и использование свойств ортогональности собственных функций приводят к матричному уравнению относительно неизвестных коэффициентов разложения. В настоящее время существует много модификаций МЧО, отличающихся способами разбиения электродинамических структур на частичные области и сшивания полей на границах раздела.

В данной работе расчет параметров проходного прямоугольного резонатора с частичным диэлектрическим заполнением при сильной связи решается методом частичных пересекающихся областей с использованием интегральных уравнений макроскопической электродинамики [4, 5].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОД РЕШЕНИЯ

В качестве математической модели выбран проходной резонатор с сильной связью, содержащий диэлектрическое заполнение с заданными значениями комплексной диэлектрической проницаемости (рис. 1).

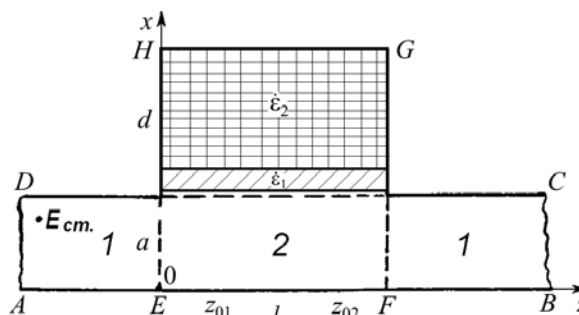


Рис. 1. Резонатор с диэлектрическим заполнением

Разобьем всю область определения электромагнитного поля на две пересекающиеся области (области пересечения обозначены пунктирной линией):

$$1\text{-я область } ABCD \begin{cases} -\infty < z < +\infty; \\ 0 \leq x \leq a, \end{cases}$$

$$2\text{-я область } EFGH \begin{cases} 0 \leq z \leq 1; \\ 0 \leq x \leq a + d. \end{cases}$$

(резонансная область)

Будем считать, что на входе данной конструкции вдоль положительного направления оси z распространяется волна TE_{10} . Область резонатора (вторая область) заполнена веществом с комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ_2 и отделена от основного волновода диэлектрической пластиной с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 . Предположим, что основной волновод заполнен средой со скалярными проницаемостями ϵ_0 и μ_0 и имеет идеально проводящую поверхность.

Электрическое поле запишем через E_y составляющую.

Воспользовавшись второй теоремой Грина и учитывая вторичные волны, переизлученные диэлектриками, а также граничные условия Дирихле, для первой и второй областей можно составить следующую систему интегральных уравнений:

$$E^I(x, y) = E_{cr}(x, z) - \int_0^l E^{II}(x', z') \frac{\partial G^I(x, z; x', z')}{\partial x'} dz' \Big|_{x'=a}, \quad (1)$$

$$E^{II}(x, y) = \int_0^a E^I(x', z') \frac{\partial G^{II}(x, z; x', z')}{\partial z'} dx' \Big|_{z'=0} - \int_0^a E^I(x', z') \frac{\partial G^{II}(x, z; x', z')}{\partial z'} dx' \Big|_{z'=l} + \sum_{i=1}^k (k^2 + \text{graddiv}) \times \int_{V_i} G^{II}(x, z; x', z') (\epsilon_i - 1) E^{II}(x', z') dV'. \quad (2)$$

Электромагнитное поле в резонансной области определим из интегрального уравнения для $E^{II}(x, y)$:

$$\begin{aligned}
 E^{\text{II}}(x, y) = & \int_0^a \left(E_{\text{cr}}(x', z') - \int_0^l E^{\text{II}}(x'', z'') \frac{\partial G^{\text{I}}(x', z'; x'', z'')}{\partial x''} dz'' \Big|_{x''=a} \right) \times \\
 & \times \frac{\partial G^{\text{II}}(x, z; x', z')}{\partial z'} dx' \Big|_{z'=0} - \\
 & - \int_0^a \left(E_{\text{cr}}(x', z') - \int_0^l E^{\text{II}}(x'', z'') \frac{\partial G^{\text{I}}(x', z'; x'', z'')}{\partial x''} dz'' \Big|_{x''=a} \right) \times \\
 & \times \frac{\partial G^{\text{II}}(x, z; x', z')}{\partial z'} dx' \Big|_{z'=l} + \\
 & \times \sum_{i=1}^k (k^2 + \text{graddiv}) \int_{V_i} G^{\text{II}}(x, z; x', z') (\epsilon_i - 1) E^{\text{II}}(x', z') dV'. \quad (3)
 \end{aligned}$$

где $G^{\text{I}}(x, z; x', z')$, $G^{\text{II}}(x, z; x', z')$ – функция Грина для первой и второй области, соответственно.

Для первой области функция Грина имеет вид:

$$\begin{aligned}
 G^{\text{I}}(x, z; x', z') = & \sum_s \frac{1}{i\gamma_s a} \sin\left(\frac{s\pi}{a}x\right) \sin\left(\frac{s\pi}{a}x'\right) \cdot e^{-i\gamma_s|z-z'|}. \quad (4)
 \end{aligned}$$

Для второй области:

$$\begin{aligned}
 G^{\text{II}}(x, z; x', z') = & - \sum_m \sum_n \frac{4}{(a+d)l} \frac{\sin\left(\frac{m\pi}{a+d}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l}z\right)}{k^2 - \left(\frac{m\pi}{a+d}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2} \times \\
 & \times \sin\left(\frac{m\pi}{a+d}x'\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l}z'\right), \quad (5)
 \end{aligned}$$

где $\gamma_s = \sqrt{k^2 - \left(\frac{s\pi}{a}\right)^2}$; $k = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ – волновое число.

Уравнение (3) является интегральным уравнением Фредгольма второго рода с вырожденным ядром. Решение этого уравнения будем искать в виде разложения по собственным функциям второй области

$$E^{\text{II}}(x, z) = \sum_{\alpha} \sum_{\beta} E_{\alpha\beta} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a+d}x\right) \sin\left(\frac{\beta\pi}{l}z\right), \quad (6)$$

а сторонний источник представим следующим образом:

$$E_{\text{cr}}(x, z) = E_0 \sin\left(\frac{s\pi}{a}x\right) \cdot e^{-i\gamma_s z}.$$

Подставим в уравнение (2) выражение (6), получим:

$$E^{\text{II}}(x, y) = \int_0^a \left(E_{\text{cr}}(x', z') - \int_0^l \sum_{\alpha, \beta} E_{\alpha\beta} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a+d}x''\right) \sin\left(\frac{\beta\pi}{l}z''\right) \times \right.$$

$$\left. \times \frac{\partial G^{\text{I}}(x', z'; x'', z'')}{\partial x''} dz'' \Big|_{x''=a} \right) \frac{\partial G^{\text{II}}(x, z; x', z')}{\partial z'} dx' \Big|_{z'=0} - \\
 - \int_0^a \left(E_{\text{cr}}(x', z') - \int_0^l \sum_{\alpha, \beta} E_{\alpha\beta} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a+d}x''\right) \sin\left(\frac{\beta\pi}{l}z''\right) \times \right. \\
 \left. \times \frac{\partial G^{\text{I}}(x', z'; x'', z'')}{\partial x''} dz'' \Big|_{x''=a} \right) \frac{\partial G^{\text{II}}(x, z; x', z')}{\partial z'} dx' \Big|_{z'=l} + \\
 + \sum_{i=1}^k (k^2 + \text{graddiv}) \int_{V_i} G^{\text{II}}(x, z; x', z') (\epsilon_i - 1) E^{\text{II}}(x', z') dV'. \quad (7)$$

Вычислив интегралы, входящие в (7), и введя следующие обозначения, получим систему неоднородных линейных уравнений [6]:

$$\begin{aligned}
 E^{\text{II}}(x, z) = & \sum_m \sum_n E_{mn} \sin\left(\frac{m\pi}{a+d}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l}z\right) = \\
 = & - \sum_{m,n} E_0 B 1_{mn} I_{ms} \sin\left(\frac{m\pi}{a+d}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l}z\right) + \\
 & + \sum_{m,n,\alpha,\beta,s} E_{\alpha\beta} B 1_{mn} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a+d}a\right) (-1)^s \frac{s\pi}{i\gamma_s a^2} \times \\
 & \times I_{ms} I_{\beta s}^1 \sin\left(\frac{m\pi}{a+d}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l}z\right) + \\
 & + \sum_{m,n} (-1)^n E_0 B 1_{mn} e^{-i\gamma_s l} I_{ms} \sin\left(\frac{m\pi}{a+d}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l}z\right) - \\
 & - \sum_{m,n,\alpha,\beta,s} E_{\alpha\beta} \cdot B 1_{mn} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a+d}a\right) (-1)^{s+n} \frac{s\pi}{i\gamma_s a^2} \times \\
 & \times I_{ms} I_{\beta s}^2 \sin\left(\frac{m\pi}{a+d}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l}z\right) - \\
 & - \sum_{i,m,n,\alpha,\beta} E_{\alpha\beta} \cdot B 2_{mn} \cdot A_{i,mn,\alpha\beta} \cdot k^2 (\epsilon_i - 1) \times \\
 & \times \sin\left(\frac{m\pi}{a+d}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{l}z\right), \quad (8)
 \end{aligned}$$

где введены следующие обозначения:

$$B 1_{mn} = \frac{4}{(a+d)l} \cdot \left(\frac{n\pi}{l}\right) \frac{1}{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{a+d}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2},$$

$$B 2_{mn} = B 1_{mn} \cdot \left(\frac{n\pi}{l}\right),$$

$$I_{ms} = \int_0^a \sin\left(\frac{s\pi}{a}x'\right) \sin\left(\frac{m\pi}{a+d}x'\right) dx' =$$

$$= \frac{\frac{s\pi}{a} (-1)^{s+1} \sin\left(\frac{m\pi a}{a+d}\right)}{\left(\frac{s\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{m\pi}{a+d}\right)^2},$$

$$I_{\beta s}^1 = \int_0^l \sin\left(\frac{\beta\pi}{l}z''\right) \cdot e^{-i\gamma_s z''} dz'' = \frac{[1 + (-1)^{\beta+1} e^{-\gamma_s l}] \frac{\beta\pi}{l}}{\left(\frac{\beta\pi}{l}\right)^2 + (\gamma_s)^2},$$

$$I_{\beta s}^2 = \int_0^l \sin\left(\frac{\beta\pi}{l}z''\right) \cdot e^{-ij_s(l-z'')} dz'' = (-1)^{\beta+1} I_{\beta s}^1,$$

$A_{i, mn, \alpha\beta}$ – коэффициенты, отвечающие за геометрию i -го диэлектрика.

Решая полученную систему численным методом с использованием ЭВМ, найдем амплитуды напряженности поля во второй области.

Подставив выражение (6) с определенными амплитудами напряженности электрического поля в выражение (1), получим:

$$E^l(x, z) = E_0 \sin\left(\frac{s\pi}{a}x\right) \cdot e^{-\gamma_s z} - \int_0^l \sum_{\alpha} \sum_{\beta} E_{\alpha\beta} \times \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a+d}x'\right) \sin\left(\frac{\beta\pi}{l}z'\right) \frac{\partial G^l(x, z; x', z')}{\partial x'} dz' \Bigg|_{x'=a}. \quad (9)$$

Выражение для прошедшей волны $z > z'$ принимает вид:

$$E^{+l}(x, z) = E_0 \sin\left(\frac{s\pi}{a}x\right) e^{-\gamma_s z} - \sum_{\alpha} \sum_{\beta} \sum_s (-1)^s E_{\alpha\beta} \frac{1}{\gamma_s a} \frac{s\pi}{a} \times \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a+d}a\right) \frac{[1 + (-1)^{\beta+1} e^{-\gamma_s l}] \frac{\beta\pi}{l}}{\left(\frac{\beta\pi}{l}\right)^2 + (\gamma_s)^2} \sin\left(\frac{s\pi}{a}x\right) e^{-\gamma_s z}.$$

Выражение для отраженной волны $z < z'$ запишет-ся в виде:

$$E^{-l}(x, z) = -\sum_{\alpha} \sum_{\beta} \sum_s (-1)^s E_{\alpha\beta} \frac{1}{\gamma_s a} \frac{s\pi}{a} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a+d}a\right) \times \frac{[1 + (-1)^{\beta+1} e^{-\gamma_s l}] \frac{\beta\pi}{l}}{\left(\frac{\beta\pi}{l}\right)^2 + (\gamma_s)^2} \cdot \sin\left(\frac{s\pi}{a}x\right) e^{\gamma_s z}.$$

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

По значениям амплитуд напряженности полей рассчитаны коэффициенты прохождения и отражения, а также мощность излучения из резонансной области отраженной (P_R) и прошедшей (P_T) волны, мощность потерь в диэлектриках (P_{dN}). Мощность потерь в диэлектрике определяется выражением [7]:

$$P_{dN} = \frac{\omega_p}{2} \varepsilon'' \varepsilon_0 \int_{V_N} |\vec{E}|^2 dV, \quad (10)$$

где ε'' – мнимая часть диэлектрической проницаемости; ω_p – частота излучения; N – номер диэлектрической неоднородности ($N = 1, 2$).

Мощность потерь в N -й неоднородности, с учетом (6) и (10), будет определяться выражениями:

$$P_{dN} = \frac{\omega}{2} \varepsilon_1'' \int_{V_1} |\vec{E}|^2 dV = \frac{1}{2} \omega \varepsilon_N'' \int_{h_1^{(N)} 0}^{h_2^{(N)} b} \int_{l_1^{(N)}}^{l_2^{(N)}} |E_y|^2 dx dy dz = \frac{1}{2} \omega \varepsilon_N'' \int_{h_1^{(N)} 0}^{h_2^{(N)} b} \int_{l_1^{(N)}}^{l_2^{(N)}} \left| \sum_{\alpha\beta=1}^{\infty} E_{\alpha\beta} \sin\left(\frac{\alpha\pi}{a}x\right) \cdot \sin\left(\frac{\beta\pi}{l}z\right) \right|^2 dx dy dz.$$

После преобразований и операций интегрирования получим окончательные выражения для мощности потерь в каждой из диэлектрических неоднородностей:

$$P_{dN} = \frac{b}{2} \omega \varepsilon_N'' \varepsilon_0 \sum_{\alpha, \beta=1}^{\infty} \sum_{m, n=1}^{\infty} E_{\alpha\beta} E_{mn} I_{m\alpha}^{(N)} \cdot J_{n\beta}^{(N)}. \quad (11)$$

Коэффициенты $I_{m\alpha}^{(N)}$, $J_{n\beta}^{(N)}$ соответственно равны:

$$I_{m\alpha}^{(N)} = \frac{a}{2\pi} \left[\frac{\sin\left(\frac{(m-\alpha)\pi}{a}h_2^{(N)}\right)}{(m-\alpha)} - \frac{\sin\left(\frac{(m+\alpha)\pi}{a}h_2^{(N)}\right)}{(m+\alpha)} - \frac{\sin\left(\frac{(m-\alpha)\pi}{a}h_1^{(N)}\right)}{(m-\alpha)} + \frac{\sin\left(\frac{(m+\alpha)\pi}{a}h_1^{(N)}\right)}{(m+\alpha)} \right],$$

$$J_{n\beta}^{(N)} = \frac{l}{2\pi} \left[\frac{\sin\left(\frac{(n-\beta)\pi}{l}l_2^{(N)}\right)}{(n-\beta)} - \frac{\sin\left(\frac{(n+\beta)\pi}{l}l_2^{(N)}\right)}{(n+\beta)} - \frac{\sin\left(\frac{(n-\beta)\pi}{l}l_1^{(N)}\right)}{(n-\beta)} + \frac{\sin\left(\frac{(n+\beta)\pi}{l}l_1^{(N)}\right)}{(n+\beta)} \right].$$

Графики зависимости прошедшей, отраженной и поглощенной в диэлектрике мощности от длины волны представлены на рис. 2.

При этом были выбраны следующие параметры диэлектрического заполнения: жидкость внутри резонатора $\varepsilon_2 = 10$, $\text{tg} \delta = 5 \cdot 10^{-2}$, отделенная от волновода кварцевой диэлектрической пластиной ($\varepsilon_1 = 3,8$, $\text{tg} \delta = 1 \cdot 10^{-4}$) с толщиной $0,1 \cdot a$; геометрические размеры волновода 23×10 мм; толщина резонаторной области $d = 0,5a$.

На графике рис. 2 можно выделить три области, в которых коэффициент прохождения минимальный; соответственно в интервале частот 0,68...0,7, 0,74...0,77, 0,85...0,87 следует помещать диэлектрики, чтобы они поглощали максимальное количество

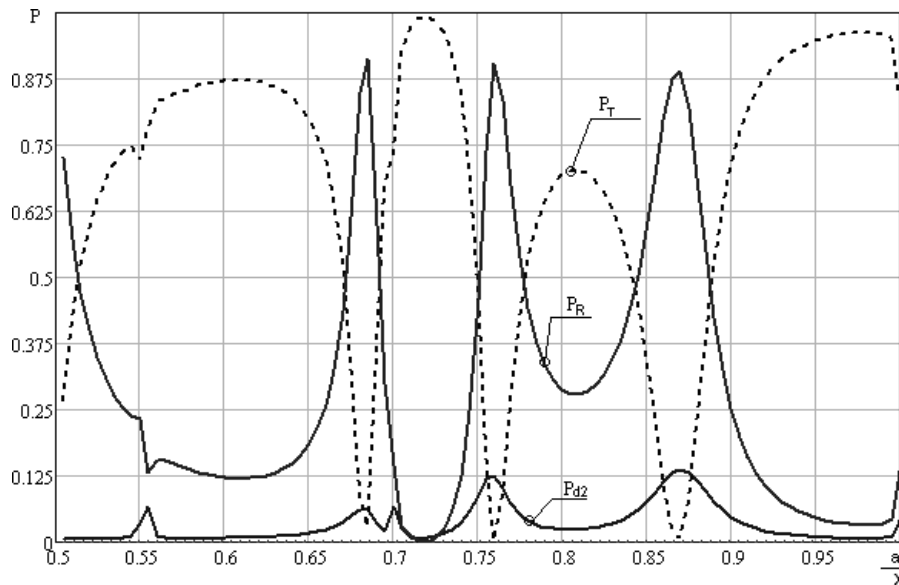


Рис. 2. Зависимость прошедшей, отраженной и поглощенной в диэлектрике мощности от длины волны

энергии. Соответственно, именно в этих областях будет происходить наиболее эффективный нагрев неоднородностей в резонансной области.

ВЫВОДЫ

Расчет проходного резонатора с диэлектрическими неоднородностями проведен с использованием строгой электродинамической модели. В работе в широком диапазоне частот рассчитаны зависимости прошедшей, отраженной и поглощенной в диэлектрике мощности. Показано, что в данной структуре возможно как явление резонанса (коэффициент отражения по мощности максимален), так и явление антирезонанса (коэффициент прохождения по мощности близок к единице). На частотах резонанса наблюдается максимальное поглощение энергии диэлектриком. Эффективность рассмотренного метода интегральных уравнений обуславливает перспективу его применения для расчета более сложных волноводных трансформаторов, содержащих произвольное число диэлектрических неоднородностей различной геометрической формы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Афанасьев А. М.* Математическое моделирование взаимодействия СВЧ излучения с влагосодержащими плоскими слоистыми средами. Ч. 1. / А. М. Афанасьев, В. В. Подгорный, Б. Н. Сиплиный, В. В. Яцышен // Изв. вузов. Электротехника. – 2001. – № 2. – С. 14–21.
2. *Степанов В. В.* Оптимизация равномерного распределения СВЧ энергии в частично заполненном резонаторе / Степанов В. В. // Материалы 10-й Международной Крымской конференции [«СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии»], (Украина, Крым, Севастополь, 11–15 сентября, 2000). – Севастополь : Севастопольский национальный технический университет, 2000. – С. 596.
3. *Рикенглаз Л. Э.* К теории распространения СВЧ электромагнитных полей в диэлектриках с малыми потерями // Журнал технической физики. – 1974. – Т. 44. – С. 1125.
4. *Хижняк Н. А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики / Хижняк Н. А. – К. : Наукова думка, 1986. – 279 с.
5. *Прохода И. Г.* Метод частично пересекающихся областей для исследования волноводно-резонаторных систем сложной формы. / И. Г. Прохода, В. П. Чумаченко // Изв. вузов. Радиофизика. – 1973. – Т. XVI, № 10. – С. 1578–1582.
6. *Samoylyk S. S.* Complex frequencies of the rectangular resonator with the arbitrary number of the dielectric heterogeneities / S. S. Samoylyk, V. P. Bondaryev // Proceedings of 6th International Conference [«Antenna Theory and Techniques »], (Ukraine, the Crimea, Sevastopol, September 17–21, 2007). – Sevastopol : Sevastopol National Technical University, 2007. – P. 152–154.
7. *Капилевич Б. Ю.* Волноводно-диэлектрические фильтрующие структуры : [справочник] / Б. Ю. Капилевич, Е. Р. Требехин. – М. : Радио и связь, 1990. – 272 с.
8. *Kalesinskas V.* Analysis of Electromagnetic Waves Scattering by a Finite Size Dielectric and Metal Cylinder in a Rectangular Waveguide / A. Konstantinov, V. Shugurov // International Journal of Infrared and Millimeter Waves. – 1998. – Vol. 19, № 12. – P. 1773–1781.
9. *Melezhik P. N.* Open Resonators with Conducting Cylindrical Inserts. 1. Two-Dimensional Model / V. S. Miroshnichenko, Ye. B. Senkevich // Radiophysics and Quantum Electronics. – 2005. – Vol. 48, № 7. – P. 529–536.
10. *Shakhbazov S. Yu.* Measurement of the distribution of the temperature field of materials in microwave resonators of complex shape / M. V. Nefedov, V. E. Nikishin, D. A. Loik, A. O. Nikishev // Measurement Techniques. – 2008. – Vol. 51, № 6. – P. 671–674.

Надійшла 28.05.2009
Після доробки 31.08.2009

Самойлик С. С., Бондарев В. П.

ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРОХІДНОГО ПРЯМОКУТНОГО РЕЗОНАТОРА НА ПРЯМОКУТНИХ ХВИЛЕВОДАХ ІЗ ЧАСТКОВИМ ДІЕЛЕКТРИЧНИМ ЗАПОВНЕННЯМ

Розрахунок параметрів прохідного прямокутного резонатора з частковим діелектричним заповненням при сильному зв'язку виконується методом часткових пересічних областей і використанням інтегральних рівнянь макроскопічної електродинаміки. Цей метод дозволяє враховувати як параметри кожного з діелектриків, такі як діелектрична проникність і тангенс кута втрат речовини, з якого виготовлена неоднорідність, так і його геометричну форму й місце розташування в резонаторі. Проведений чисельний аналіз дозволив обчислити потужність, поглинену неоднорідностями, амплітуди відбитої хвилі та хвилі, що пройшла крізь структуру, залежно від параметрів складного діелектричного заповнення.

Ключові слова: прохідний резонатор, коефіцієнт відбиття, коефіцієнт проходження.

Samoylyk S. S., Bondaryev V. P.

ENERGY PARAMETERS OF TRANSMISSION RESONATOR BASED ON RECTANGULAR WAVEGUIDES PARTIALLY FILLED WITH DIELECTRIC

Parameters of a rectangular transmission resonator partially filled with dielectric and having strong coupling are calculated by the method of partially intersecting fields using integral equations of macroscopic electrodynamics. This method permits to consider the parameters of each dielectric such as permittivity and a tangent of loss angle of the obstacle material, as well as its geometrical shape and location in the resonator. The numerical analysis permitted to calculate power absorbed by the obstacles and the reflected and transmitted wave amplitude depending on the parameters of the complex dielectric filling material.

Key words: transmission resonator, reflection coefficient, transmission coefficient.