Радиофизика и радиоастрономия. 2012, Т. 17, № 4, с. 369–375

УДК 621.372.85

А. В. СТРИЖАЧЕНКО, С. Н. ШУЛЬГА, А. А. ЗВЯГИНЦЕВ
Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61022, Украина
E-mail: A.Strizhachenko@mail.ru

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ КРУГЛЫЙ − ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ ВОЛНОВОДЫ С ДИЭЛЕКТРИКОМ

Построена трехмерная электродинамическая модель гибридных электромагнитных колебаний в волноводном разветвлении "цилиндрический – прямоугольный волноводы", заполненном диэлектриком. Проведена классификация собственных типов колебаний: собственных резонансов разветвления на запредельных модах и резонансов волноводно-диэлектрического типа. Исследуемая структура может использоваться для измерения электрических параметров диэлектрических образцов как цилиндрической, так и прямоугольной формы поперечного сечения. Поскольку спектральные характеристики разветвления определяются в основном размером центральной области связи волноводов и электрическими параметрами той части диэлектрика, которая там находится, измерения носят локальный характер.

Ключевые слова: волноводное разветвление, гибридное колебание, электродинамическая модель, диэлектрик

1. Введение

Электромагнитным колебаниям в крестообразных и Т-образных волноводных разветвлениях посвящено значительное число работ [1–5]. Исследовались свободные двухмерные [1] и трехмерные [2] колебания в разветвлении прямоугольных волноводов, аксиально-симметричные [3] и несимметричные [4] колебания в разветвлении цилиндрических волноводов. Исследован спектр квазисобственных колебаний в таких структурах [5]. Интерес к таким структурам объясняется их широким использованием в технике СВЧ: в качестве составных частей пассивных и активных приборов [6], измерительных устройств для определения электрических параметров диэлектриков без их разрушения [7].

Задачи о колебаниях в разветвлениях с различной формой поперечного сечения волноводов относятся к категории наиболее сложных векторных краевых задач. Это связано и с представлением полного поля в виде суперпозиции полей H и E типов волн во всех волноводах и особенно с тем, что эти представления записываются в различных системах координат. Работы [6, 8, 9] посвящены алгоритмам расчета S-матриц незаполненного тройникового соединения круглого и прямоугольного волноводов. В работе [6] методом частичных областей получено приближенное аналитическое решение задачи. За счет приближения, не учитывающего кривизну границы области связи волноводов, удалось получить интегралы связи в аналитическом виде. Строгое решение этой задачи получено в работах [8, 9]. В [8] структура также разбивалась на частичные области. Общая область связи, ограниченная с одной стороны цилиндрической границей круглого, а с другой – плоской границей прямоугольного волновода, рассматривалась в качестве отдельного структурного элемента. Интегралы связи находились численным интегрированием. В работе [9] использовалась также техника сшивания частичных областей круглого и прямоугольного волноводов через виртуальный радиальный волновод. Было реализовано два подхода согласования проекционных базисов полых круглого и прямоугольного волноводов: переход от круглого к прямоугольному волноводу через секторальный волновод нулевой длины (поля в области связи и прямоугольном волноводе представлялись в цилиндрической системе координат); сшивание тангенциальных составляющих магнитных полей на прямоугольной границе (поля в области связи представлялись в прямоугольной системе координат и функциональные уравнения проектировались на систему базисных функций прямоугольного волновода). Интегралы связи также находились численным интегрированием. Полученные системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) оптимизировались с целью сокращения вычислительных затрат. В работе [10] в строгой постановке решена задача дифракции волн на несоосном сочленении прямоугольного и круглого полых волноводов. Предложен способ преобразования базисных функций, позволяющий вычислять интегралы связи волн прямоугольного и круглого волноводов в явном виде, что ведет к сокращению затрат машинного времени.

Целью настоящей работы является исследование электродинамических характеристик волноводного разветвления “цилиндрический – прямоугольный волноводы с диэлектриком”, так как исследуемая структура позволяет измерять электрические параметры диэлектрических образцов как цилиндрической, так и прямоугольной формы поперечного сечения. Строгий метод частичных областей с выделением общей области связи волноводов и представлением поля в ней в виде суперпозиции полей парциальных волноводов с заполнением круглого волновода и центральной области диэлектрическим цилиндром применен для решения векторной задачи.

2. Электродинамический анализ

Исследуемая структура представлена на рис. 1. Выделим в структуре три области. Рассмотрим гибридные колебания $HE(EH)_{nmg}$-типов (n, m, g – число полувариаций поля по осям φ, r, x). Решение проведем методом частичных областей, представив поля в областях II и III через электрический и магнитный векторы Герца $\vec{\Pi}^e$ и $\vec{\Pi}^h$ в виде разложения по собственным затухающим функциям (модам) цилиндрической и прямоугольной областей (волноводов).

В области II $\left(|x| \ge b,\ r \le a,\ 0 \le \varphi \le 2\pi\right)$ – цилиндрический волновод радиуса a (заполнен диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε_2),

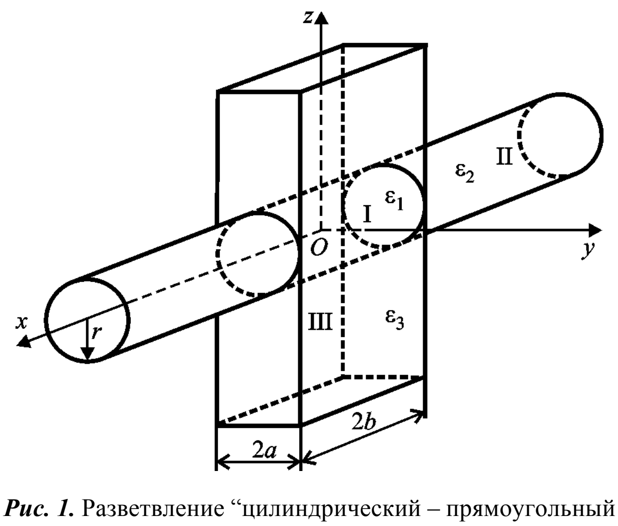

Рис. 1. Разветвление “цилиндрический – прямоугольный волноводы”

$$\vec{\Pi}^{h(2)} = \vec{x}_0 \sum_{m,n} A_{mn} J_n(p_{nm} r) e^{\mp\gamma_{nm}^{(2)}(x-b)} e^{in\varphi},$$

$$\vec{\Pi}^{e(2)} = \vec{x}_0 \sum_{m,n} C_{mn} J_n(q_{nm} r) e^{\mp\gamma_{nm}^{\prime(2)}(x-b)} e^{in\varphi}.$$

Здесь верхние знаки соответствует волне, распространяющейся вдоль положительного направления оси Ox, нижние – волне, распространяющейся в противоположном направлении; $\left(\gamma_{nm}^{(2)}\right)^2 = p_{nm}^2 - k_0^2\varepsilon_2$, $\left(\gamma_{nm}^{\prime(2)}\right)^2 = q_{nm}^2 - k_0^2\varepsilon_2$ – постоянные распространения (затухания); $m = 1, 2, \ldots$; $n = \pm 1, \pm 2, \ldots$; $p_{nm} = \dfrac{\mu_{nm}}{a}$, μ_{nm} – корни уравнения $J_n'(\mu_{nm}) = 0$; $q_{nm} = \dfrac{\nu_{nm}}{a}$, ν_{nm} – корни уравнения $J_n(\nu_{nm}) = 0$; $J_n(p_{nm} r)$, $J_n'(p_{nm} r)$ – функция Бесселя I рода n-го порядка и ее производная; $i = \sqrt{-1}$; A_{mn}, C_{mn} – коэффициенты разложения (амплитуды H и E волн).

В области III $\left(|x| \le b,\ |y| \le a,\ |z| \ge a\right)$ – прямоугольный волновод (незаполненный, $\varepsilon_3 = 0$) с поперечными размерами $2b \times 2a$,

$$\vec{\Pi}^{h(3)} =$$
$$= \vec{z}_0 \sum_{m,g} B_{mg} \cos\left(p_{my}(y-a)\right) \cos\left(p_{gx}(x-b)\right) e^{\mp\gamma_{mg}^{(3)}(z-a)};$$

$$\vec{\Pi}^{e(3)} =$$
$$= \vec{z}_0 \sum_{m,g} D_{mg} \sin\left(p_{my}(y-a)\right) \sin\left(p_{gx}(x-b)\right) e^{\mp\gamma_{mg}^{(3)}(z-a)}.$$

Здесь $\left(\gamma_{mg}^{(3)}\right)^2 = p_{my}^2 + p_{gx}^2 - k_0^2$ $(m, g = 0, 1, 2, \ldots,\ m \ne g = 0)$ и $\left(\gamma_{mg}^{\prime(3)}\right)^2 = p_{my}^2 + p_{gx}^2 - k_0^2$ $(m, g = 1, 2, 3, \ldots)$ – постоянные распространения (затухания); $p_{my} = \dfrac{m\pi}{2a}$; $p_{gx} = \dfrac{g\pi}{2b}$; B_{mg}, D_{mg} – коэффициенты разложения.

Область I $\left(|x| \le b,\ |y| \le a,\ 0 \le r \le a\right)$ – область пересечения волноводов (заполнена диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ε_1). Для согласования проекционных базисов цилиндрического и прямоугольного волноводов в выделенной области I представим поля в виде суперпозиции полей цилиндрического и радиального (образованного металлическими плоскостями $x = -b$, $x = b$) волноводов, поскольку моды радиального волновода связывают моды проекционных базисов цилиндрического и прямоугольного волноводов:

$$\vec{\Pi}^{h(1)} = \vec{x}_0 \sum_{m,n} \left[A_{1mn} e^{-\gamma_{nm}^{(1)} x} + A_{2mn} e^{\gamma_{nm}^{(1)} x} \right] J_n(p_{nm} r) e^{in\varphi} +$$

$$+ \vec{x}_0 \sum_{n,g} F_{ng} I_n\left(\gamma_g^{(1)} r\right) \sin\left(p_{gx}(x-b)\right) e^{in\varphi},$$

$$\vec{\Pi}^{e(1)} = \vec{x}_0 \sum_{m,n} \left[C_{1mn} e^{-\gamma_{nm}^{(1)} x} + C_{2mn} e^{\gamma_{nm}^{(1)} x} \right] J_n(q_{nm} r) e^{in\varphi} +$$

$$+ \vec{x}_0 \sum_{n,g} G_{ng} I_n\left(\gamma_g^{(1)} r\right) \cos\left(p_{gx}(x-b)\right) e^{in\varphi}.$$

Здесь $\left(\gamma_{nm}^{(1)}\right)^2 = p_{nm}^2 - k_0^2 \varepsilon_1$, $\left(\gamma_{nm}'^{(1)}\right)^2 = q_{mn}^2 - k_0^2 \varepsilon_1$, $\left(\gamma_g^{(1)}\right)^2 = p_{gx}^2 - k_0^2 \varepsilon_1$ – постоянные распространения (затухания) в области I; $I_n\left(\gamma_g^{(1)} r\right)$ – модифицированная функция Бесселя I рода *n*-го порядка; F_{ng}, G_{ng} – амплитуды *H* и *E* волн радиального волновода.

Чтобы удовлетворить граничным условиям, необходимо в записи полей в прямоугольном волноводе перейти к цилиндрической системе координат. Дальнейшее решение задачи сводится к удовлетворению граничных условий для касательных составляющих электрического и магнитного полей:

$$\left[E_\varphi^{(1)} - E_\varphi^{(2)}\right]\Big|_{x=\pm b} = 0,$$

$$\left[E_r^{(1)} - E_r^{(2)}\right]\Big|_{x=\pm b} = 0,$$

$$\left[E_\varphi^{(1)} - E_\varphi^{(3)}\right]\Big|_{r=a} = 0,$$

$$\left[E_x^{(1)} - E_x^{(3)}\right]\Big|_{r=a} = 0,$$

$$\left[H_\varphi^{(1)} - H_\varphi^{(2)}\right]\Big|_{x=\pm b} = 0,$$

$$\left[H_r^{(1)} - H_r^{(2)}\right]\Big|_{x=\pm b} = 0,$$

$$\left[H_\varphi^{(1)} - H_\varphi^{(3)}\right]\Big|_{r=a} = 0,$$

$$\left[H_x^{(1)} - H_x^{(3)}\right]\Big|_{r=a} = 0,$$

и получению системы функциональных уравнений, которую спроектируем на систему базисных функций цилиндрического и радиального волноводов. В результате получим бесконечную СЛАУ второго рода:

$$A_{sm}^- + C_{sm}^+ \frac{R_{3sm} R_{4sm}}{R_{1sm} R_{2sm}} + \sum_g \left[1 + (-1)^g\right] \times$$

$$\times \left(k_0 \varepsilon_1 G_{sg} + p_{gx} F_{sg}\right) \frac{T_{1sg}(p) + T_{1sg}(q)}{R_{1sm} R_{2sm}} = 0;$$

$$A_{sm}^+ - C_{sm}^- \frac{R_{6sm} R_{4sm}}{R_{5sm} R_{2sm}} + \sum_g \left[1 - (-1)^g\right] \times$$

$$\times \left(k_0 \varepsilon_1 G_{sg} + p_{gx} F_{sg}\right) \frac{T_{1sg}(p) + T_{1sg}(q)}{R_{5sm} R_{2sm}} = 0,$$

$$G_{sg} + \sum_m \left[B_{sm} i k_0 \frac{R_{8mg}}{R_{7sg}} \left(I_{2sm} + I_{2sm}^*\right) - \right.$$

$$\left. - D_{sm} \frac{\gamma_{mg}'^{(3)} R_{9mg}}{R_{7sg}} p_{gx} \left(I_{2sm} + I_{2sm}^*\right) \right] = 0,$$

$$G_{sg} + F_{sg} \frac{T_{3sg}}{T_{2sg}} + \sum_m \left\{ B_{sm} \frac{k_0 R_{8mg} p_{gx}}{T_{2sg}} \left(I_{1sm} + I_{1sm}^*\right) - D_{sm} \times \right.$$

$$\left. \times \left[\frac{i p_{my} \gamma_{mg}'^{(3)} R_{9mg}}{T_{2sg}} \left(I_{1sm}' + I_{1sm}'^*\right) + \frac{1}{T_{2sg}} \left(I_{1sm}'' + I_{1sm}''^*\right) \right] \right\} = 0, \tag{1}$$

$$G_{sg} + F_{sg} \frac{T_{2sg}}{\varepsilon_1 T_{3sg}} + \frac{1}{\varepsilon_1 T_{3sg}} \sum_m \left\{ \left[A_{sm}^+ \left[1 - (-1)^g\right] \operatorname{ch}\left(\gamma_{sm}^{(1)} b\right) - \right.\right.$$

$$\left. - A_{sm}^- \left[1 + (-1)^g\right] \operatorname{sh}\left(\gamma_{sm}^{(1)} b\right) \right] R_{10sm} +$$

$$+ \left[C_{sm}^+ \left[1 + (-1)^g\right] \operatorname{sh}\left(\gamma_{sm}'^{(1)} b\right) - C_{sm}^- \left[1 - (-1)^g\right] \times \right.$$

$$\left.\left. \times \operatorname{ch}\left(\gamma_{sm}'^{(1)} b\right) \right] R_{11sm} - i B_{sm} R I_{1sm} + D_{sm} R I_{2sm} \right\} = 0;$$

$$F_{sg} - \sum_m \left\{ \left[A_{sm}^+ \left[1 + (-1)^g\right] \operatorname{sh}\left(\gamma_{sm}^{(1)} b\right) - \right.\right.$$

$$\left. - A_{sm}^- \left[1 - (-1)^g\right] \operatorname{ch}\left(\gamma_{sm}^{(1)} b\right) \right] \frac{R_{12sm}}{R_{7mg}} + B_{sm} R I_{3sm} +$$

$$\left. + i D_{sm} R I_{4sm} \right\} = 0.$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$A_{sm}^\pm = A_{sm} \left(1 \pm e^{-2\gamma_{sm}^{(2)} b}\right) \begin{cases} \left(2 \operatorname{sh}\left(\gamma_{sm}^{(1)} b\right)\right)^{-1} \\ \left(-2 \operatorname{sh}\left(\gamma_{sm}^{(1)} b\right)\right)^{-1}, \end{cases}$$

$$R_{1sm} = p_{sm}\left(\gamma_{sm}^{(1)}\mathrm{ch}\left(\gamma_{sm}^{(1)}b\right)+\gamma_{sm}^{(2)}\mathrm{sh}\left(\gamma_{sm}^{(1)}b\right)\right);$$

верхние знаки в выражении для $A_{sm}^{\pm}$ соответствуют верхней функции, нижние знаки – нижней;

$$R_{2sm} = \frac{a^2}{2}\left[J_{s-1}^2(p_{sm}a) - J_s^2(p_{sm}a)J_{s-2}^2(p_{sm}a)\right];$$

$$R_{3sm} = k_0 q_{sm}\left(\varepsilon_1\mathrm{ch}\left(\gamma_{sm}'^{(1)}b\right)-\varepsilon_2\mathrm{sh}\left(\gamma_{sm}'^{(1)}b\right)\right);$$

$$R_{4sm} = \frac{a^2}{2}J_{s-1}^2(q_{sm}a).$$

Выражения для R_{5sm}, R_{6sm} получаются из выражений для R_{1sm}, R_{3sm} заменой местами $\mathrm{ch}\left(\gamma_{sm}^{(1)}b\right)$ и $\mathrm{sh}\left(\gamma_{sm}^{(1)}b\right)$, а для $C_{sm}^{\pm}$ из $A_{sm}^{\pm}$ – заменой $\gamma_{sm}^{(1),(2)}$ на $\gamma_{sm}'^{(1),(2)}$;

$$R_{7sg} = \left(\gamma_g^{(1)}\right)^2 I_s\left(\gamma_g^{(1)}a\right);$$

$$R_{8mg} = \left(k_0^2\varepsilon_3 + \left(\gamma_{mg}^{(3)}\right)^2\right)^{-1};$$

$$R_{9mg} = \left(k_0^2\varepsilon_3 + \left(\gamma_{mg}'^{(3)}\right)^2\right)^{-1};$$

$$R_{10sm} = \frac{s\gamma_{mg}^{(1)}J_s(p_{sm}a)}{ab\left(\left(\gamma_{sm}^{(1)}\right)^2 + p_{gx}^2\right)};$$

$$R_{11sm} = \frac{k_0\varepsilon_1 q_{sm}\gamma_{mg}'^{(1)}J_s'(q_{sm}a)}{b\left(\left(\gamma_{sm}^{(1)}\right)^2 + p_{gx}^2\right)};$$

$$R_{12sm} = \frac{\gamma_{sm}^{(1)}p_{sm}^2 J_s(p_{sm}a)}{b\left(\left(\gamma_{sm}^{(1)}\right)^2 + p_{gx}^2\right)};$$

$$T_{1sg}(p) = a\times$$

$$\times\frac{\gamma_g^{(1)}J_{s-1}(p_{sm}a)I_{s-2}\left(\gamma_g^{(1)}a\right) - p_{sm}J_{s-2}(p_{sm}a)I_{s-1}\left(\gamma_g^{(1)}a\right)}{p_{sm}^2 + \left(\gamma_g^{(1)}\right)^2};$$

$$T_{2sg} = sp_{gx}I_s\left(\gamma_g^{(1)}a\right).$$

Выражение для $T_{1sg}(q)$ получается из выражения для $T_{1sg}(p)$ заменой p_{sm} на q_{sm};

$$I_{1sm} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\pi}\cos\left[\frac{m\pi}{2}(\cos\varphi-1)\right]\sin\varphi\, e^{-\gamma_{mg}^{(3)}a(\sin\varphi-1)}e^{-is\varphi}\mathrm{d}\varphi;$$

$$T_{3sg} = k_0\gamma_g^{(1)}I_s'\left(\gamma_g^{(1)}a\right);$$

$$RI_{1sm} = \gamma_{mg}^{(3)}p_{my}R_{8mg}(I_{3sm} + I_{3sm}^*) - I_{1sm} - I_{1sm}^*;$$

$$RI_{2sm} = k_0\varepsilon_3 p_{gx}R_{9mg}\left(I_{3sm}' + I_{3sm}'^*\right);$$

$$RI_{3sm} = \frac{\gamma_{mg}^{(3)}p_{gx}R_{8mg}}{R_{7sg}}\left(I_{5sm} + I_{5sm}^*\right);$$

$$RI_{4sm} = \frac{k_0\varepsilon_3 p_{my}R_{9mg}}{R_{7sg}}\left(I_{5sm}' + I_{5sm}'^*\right).$$

Выражения для I_{sm}^* отличаются от выражения для I_{sm} пределами интегрирования: $0\to\pi$; $\pi\to 2\pi$. Интегралы связи получаются следующим образом: $I_{1sm}'^*$ из I_{1sm}^* заменой $\gamma_{mg}^{(3)}$ на $\gamma_{mg}'^{(3)}$; $I_{1sm}''^*$ из $I_{1sm}'^*$ заменой $\cos\left[\frac{m\pi}{2}(\cos\varphi-1)\right]\sin\varphi$ на $\sin\left[\frac{m\pi}{2}(\cos\varphi-1)\right]\cos\varphi$; I_{2sm}^* из I_{1sm}^* заменой $\cos\left[\frac{m\pi}{2}(\cos\varphi-1)\right]\sin\varphi$ на $\sin\left[\frac{m\pi}{2}(\cos\varphi-1)\right]$; $I_{2sm}'^*$ из I_{2sm}^* заменой $\gamma_{mg}^{(3)}$ на $\gamma_{mg}'^{(3)}$; I_{3sm}^* из $I_{1sm}''^*$ заменой $\gamma_{mg}'^{(3)}$ на $\gamma_{mg}^{(3)}$; I_{4sm}^* из I_{1sm}^* заменой $\cos\left[\frac{m\pi}{2}(\cos\varphi-1)\right]\sin\varphi$ на $\cos\left[\frac{m\pi}{2}(\cos\varphi-1)\right]$.

3. Численный анализ

Матричные операторы СЛАУ второго рода, подобные СЛАУ (1), подробно исследованы [11]. Для полей обеспечивается выполнение условия на ребре и условия конечности энергии в любой ограниченной области пространства, а также дискретность и конечнократность спектра частот свободных колебаний, а сама СЛАУ разрешима методом редукции. Для численного анализа дисперсионного уравнения, полученного из условия равенства нулю определителя, составленного из СЛАУ (1), построен алгоритм на основе метода Мюллера (процедура квадратичной интерполяции совместно с процедурой половинного деления), и на его основе разработаны программы для персонального компьютера. С их помощью получен ряд графиков. В расчетах учитывалось по две волны в каждом волноводе: в прямоугольном волноводе – по одной основной волне H- и E-типа, в цилиндрическом и радиальном – по одной волне

H-типа с левым $(s=+1)$ и правым $(s=-1)$ вращением. Такое приближение оправдано для расчета собственных колебаний. График на рис. 2 характеризует зависимость приведенной резонансной частоты $2a/\lambda$ собственного колебания $HE(EH)_{111}$-типа от диэлектрической проницаемости заполнения (диэлектрик заполняет цилиндрический волновод и область связи, $\varepsilon_1=\varepsilon_2=\varepsilon$) при $a/b=\text{const}$. График на рис. 3 отражает зависимость приведенной резонансной частоты $2a/\lambda$ колебания $HE(EH)_{111}$ от геометрических размеров структуры a/b при фиксированных значениях диэлектрической проницаемости ε.

В зависимости от геометрических и электродинамических параметров структуры в ней можно выделить следующие типы резонансов:

1) собственные резонансы разветвления на запредельных модах (все постоянные распространения для волн H- и E-типа – $\gamma_{nm}^{(1)}$, $\gamma_{mg}^{(1)}$, $\gamma_{nm}^{(2)}$, $\gamma_{mg}^{(3)}$, $\gamma_{nm}^{(1)}$, ... – действительные величины);

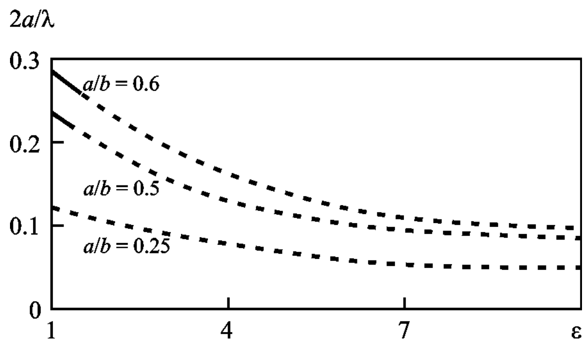

Рис. 2. Зависимость приведенной резонансной частоты $2a/\lambda$ колебания HE_{111} от диэлектрической проницаемости заполнения ε для ряда значений a/b

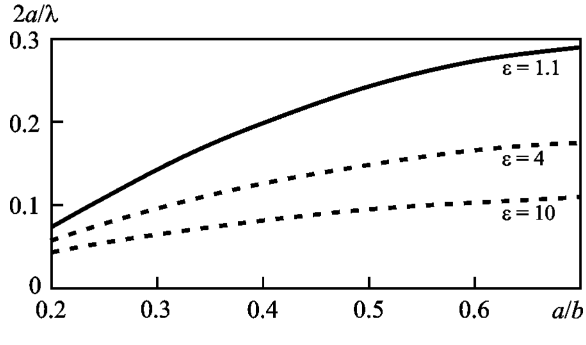

Рис. 3. Зависимость частоты $2a/\lambda$ колебания HE_{111} от параметра a/b для различной диэлектрической проницаемости заполнения ε

2) собственные резонансы волноводно-диэлектрического типа, которые реализуются в случаях когда

– резонирующая волна распространяется на участке круглого волновода с диэлектриком в центральной области I, а все типы волн подводящих круглого и прямоугольного волноводов запредельны, т. е. заполнена либо центральная область, либо стержень в прямоугольном волноводе ($\gamma_{11}^{(1)}$ – мнимая величина, остальные постоянные распространения действительные величины),

– запредельны все типы волн круглого волновода, а на участке радиального волновода с диэлектриком в области I резонирующая волна распространяется, т. е. заполнена либо центральная область, либо цилиндрический стержень в волноводе ($\gamma_1^{(1)}$ – мнимая величина, остальные постоянные распространения действительные),

– резонирующее колебание разветвления образовано суперпозицией волн, распространяющихся вдоль круглого и радиального волноводов в области I, т. е. заполнена только центральная область ($\gamma_{11}^{(1)}$, $\gamma_1^{(1)}$ – мнимые величины, остальные постоянные распространения действительные);

3) квазисобственные резонансы, существующие в структуре при условии распространения хотя бы одной волны в одном из подводящих волноводов, а резонирующими являются волны высшего типа.

Собственные резонансы разветвления с цилиндрическим стержнем в круглом волноводе на запредельных модах (сплошная линия на рис. 3 и отрезки сплошной линии на рис. 2 (при $1<\varepsilon<2$)) существуют при значениях параметра $a/b\geq 1.17$ ($a/b=1.17$ соответствует случаю совпадения критических длин волн круглого ($\lambda_{\text{кр}}=3.41a$) и радиального ($\lambda_{\text{кр}}=4b$) волноводов). Колебания волноводно-диэлектрического типа при этих параметрах не возникают (круглый волновод с диэлектриком перестает быть запредельным). Однако колебания волноводно-диэлектрического типа могут существовать при значениях $a/b\leq 1.17$ (пунктирные линии на рис. 2 и рис. 3). В этом случае запредельны все типы волн круглого волновода, а в радиальном волноводе возможно распространение резонирующей волны на участке волновода с диэлектриком и затухающей – в пустом прямоугольном волноводе ($\gamma_1^{(1)}$ – мнимая величина, остальные постоянные распространения действительные).

Экспериментальная проверка полученных результатов проводилась на установке, описанной в работе [7]. Измерительная секция представляла собой сочленение круглого волновода диаметром (9.9 ± 0.05) мм и длиной 50 мм и квадратного волновода с поперечным размером $(10 \pm 0.05) \times (10 \pm 0.05)$ мм и длиной 40 мм. Секция включалась "на проход" в автоматический измеритель коэффициента стоячей волны по напряжению и ослабления соответствующего диапазона: Р2-61, Р2-67 (пустой квадратный волновод использовался в качестве элементов связи с трактом). Цилиндрический волновод и область связи заполнял цилиндрический образец с диэлектрической проницаемостью ε $(\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon)$. Для измерений использовались образцы из фторопласта $(\varepsilon = 2.20)$ и диэлектрика марки ПТ-5 $(\varepsilon = 4.75)$. Максимальное отличие экспериментально измеренных $f_{эксп}$ от теоретически рассчитанных $f_{расч}$ резонансных частот колебания HE_{111} не превышало 5 % (см. табл. 1, $f_{кр}^{\text{О}}$ – критическая частота цилиндрического волновода с диэлектриком, $f_{кр}^{\text{П}}$ – критическая частота пустого прямоугольного волновода). Так как все волноводы запредельны на резонансной частоте, то резонатором, в основном, является центральная область и тот объем диэлектрика, который находится в этой области. Благодаря этому, перемещая образец в одном из волноводов относительно центральной области, можно проводить локальные измерения параметров материалов.

4. Заключение

В работе построена строгая трехмерная электродинамическая модель гибридных электромагнитных колебаний в волноводном разветвлении "цилиндрический – прямоугольный волноводы", заполненном диэлектриком. Проведена классификация собственных типов колебаний: собственных резонансов разветвления на запредельных модах и резонансов волноводно-диэлектрического типа. Для резонансов первого типа электромагнитное поле в области связи волноводов описывается суммой полей затухающих волн парциальных волноводов, для резонансов второго типа – суммой полей затухающих и распространяющихся волн. Колебания первого типа существуют как при заполнении волноводного разветвления диэлектриком, так и в пустом разветвлении. Второй тип резонансов существует только в структурах с диэлектрической проницаемостью больше единицы. Исследуемая структура может быть использована для измерения электрических параметров диэлектрических образцов. Поскольку спектральные характеристики разветвления определяются в основном размером центральной области связи волноводов и электрическими параметрами той части диэлектрика, который там находится, измерения носят локальный характер.

Таблица 1. **Результаты измерений**

ε	$f_{эксп}$, МГц	$f_{расч}$, МГц	$f_{кр}^{\text{О}}$, МГц	$f_{кр}^{\text{П}}$, МГц
1	12950	13180	17570	14990
2.20	10990	10750	11985	14990
4.75	7395	7700	8150	14990

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Коробкин В. А., Пятак Н. И.* Собственные электромагнитные резонансы полуоткрытых волноводных структур // Радиотехника и электроника. – 1987. – Т. 32, Вып. 3. – С. 517–525.
2. *Макеев Ю. Г., Моторненко А. П.* Собственные электромагнитные колебания в резонаторе на запредельных волноводах // Журнал технической физики. – 1999. – Т. 69, № 4. – С. 84–88.
3. *Коробкин В. А., Макеев Ю. Г., Стрижаченко А. В.* Собственные колебания полуоткрытых цилиндрических волноводных разветвлений с диэлектриком // Журнал технической физики. – 1986. – Т. 56, № 12. – С. 2313–2319.
4. *Макеев Ю. Г., Рудь Л. А., Острицкая С. Ю.* Собственные аксиально-несимметричные колебания разветвления круглого и радиального волноводов // Радиотехника и электроника. – 1994. – Т. 39, Вып. 10. – С. 1497–1502.
5. *Шестопалов Б. П., Кириленко А. А., Рудь Л. А.* Резонансное рассеяние волн. Волноводные неоднородности. Т. 2. – Киев: Наук. думка, 1986. – 216 с.
6. *Wu K. L., Yu M., and Sivadas A.* Novel model analysis of a circular-to-rectangular waveguide T-junction and its application to design of circular dual-mode filters // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2002. – Vol. 50, No. 2. – P. 465–473.
7. *Стрижаченко А. В., Звягинцев А. А., Чижов В. В.* Автоматизированный комплекс для измерения параметров анизотропных кристаллов в микроволновом диапазоне // Приборы и техника эксперимента. – 2009. – № 3. – С. 157–159.
8. *Krauss P. and Arndt F.* Rigorous mode-matching method for the model analysis of the T-junction circular to sidecoupled rectangular waveguide // Proc. IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. – Miami, Fl (USA). – 1995. – P. 1355–1358.

9. *Перов А. О., Сенкевич С. Л.* Модификация метода частичных областей в задаче о тройниковом соединении круглого и прямоугольного волноводов // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 2006. – Т. 11, № 2. – С. 180–189.
10. *Рудь Л. А., Ткаченко В. И.* Строгий алгоритм решения задачи дифракции волн на несоосном сочленении прямоугольного и круглого волноводов // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 1997. – Т. 2, № 2. – С. 32–37.
11. *Рудь Л. А., Сиренко Ю. К., Шестопалов В. П., Яшина Н. П.* Алгоритмы решения спектральных задач, связанных с открытыми волноводными резонаторами: Препр./ НАН Украины. Ин-т радиофизики и электроники; № 318. – Харьков: 1986. – 50 с.

О. В. Стрижаченко, С. М. Шульга, А. О. Звягінцев

Харківський національний університет імені В. Н. Каразіна, пл. Свободи, 4, м. Харків, 61022, Україна

ВЛАСНІ КОЛИВАННЯ В ЕЛЕКТРОДИНАМІЧНІЙ СИСТЕМІ КРУГЛИЙ – ПРЯМОКУТНИЙ ХВИЛЕВОДИ З ДІЕЛЕКТРИКОМ

Побудовано тривимірну електродинамічну модель гібридних електромагнітних коливань у хвилеводному розгалуженні “циліндричний – прямокутний хвилеводи”, заповненому діелектриком. Виконано класифікацію власних типів коливань: власних резонансів розгалуження на позамежних модах та резонансів хвилеводно-діелектричного типу. Досліджувана структура може використовуватись для вимірювання електричних параметрів діелектричних зразків як циліндричної, так і прямокутної форми поперечного перерізу. Оскільки спектральні характеристики розгалуження визначаються головно розміром центральної області зв’язку хвилеводів та електричними параметрами тієї частини діелектрика, яка там знаходиться, вимірювання є локального характеру.

A. V. Strizhachenko, S. N. Shulga, and A. A. Zvyagintsev

V. Kazarin National University of Kharkiv,
4, Svoboda Sq., Kharkiv, 61022, Ukraine

EIGEN MODES IN ELECTRODYNAMIC SYSTEM ROUND – RECTANGULAR WAVEGUIDES WITH DIELECTRIC

A three-dimensional electrodynamic model of hybrid electromagnetic modes in waveguide junction “cylindrical – rectangular waveguides”, filled by dielectric has been created. The classification of eigenmode types have been carried out: eigen resonances of a junction on evanescent waves and resonances of a waveguide-dielectric type. The structure under investigation can be used in measuring the electrical parameters of dielectric samples of both cylindrical and rectangular cross sections. As the spectral characteristics of a junction are defined, basically, by the size of a central coupling region of waveguides and electrical parameters of that part of dielectric which is there, the measurements are local.

Статья поступила в редакцию 27.01.2012