

УДК 621.372.822 : 621.317.342

РЕЗОНАНСНАЯ ДИАФРАГМА В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ КОНТРОЛЯ ПАРАМЕТРОВ ДИЭЛЕКТРИКА

Ю. П. Бычков, Н. Н. Дронов, Ю. Б. Корчемкин

С помощью базиса волн LE - и LM -типа решена задача расчета характеристик рассеяния волн в прямоугольном волноводе на резонансных диафрагмах, заполненных изотропным магнитодиэлектриком с потерями. Приведены результаты численного и экспериментального исследования, показывающие возможность применения резонансных диафрагм для контроля параметров диэлектрика.

Резонансные диафрагмы в прямоугольном волноводе находят широкое применение для создания герметизирующих окон, фильтров и других СВЧ элементов. Однако в многочисленных работах, посвященных расчету этих диафрагм, например [1, 2], используются упрощенные модели диафрагм и приближенные методы их расчета, которые не применимы для проведения достаточно точных расчетов диафрагм конечной толщины, заполненных диэлектриком.

В статье рассмотрено решение такой задачи с помощью метода частичных областей. Численные расчеты проведены применительно к исследованию возможности использования свойств диафрагм для контроля параметров диэлектрических прямоугольных элементов устройств СВЧ. Применение для этой цели хорошо разработанных волноводных и резонантных методов измерения диэлектрической проницаемости ϵ и тангенса диэлектрических потерь [3] часто оказывается не всегда возможным, поскольку они требуют использования образцов специальной формы (длинные стержни, тонкие прямоугольные пластины или диски и т. п.), а также применения специального оборудования.

1. ВЫВОД РАСЧЕТНЫХ СООТНОШЕНИЙ

Задачу о прохождении волны $H_{10} = LE_{10}$ с единичной амплитудой электрического поля и временной зависимостью $e^{i\omega t}$ через резонансную диафрагму (рис. 1), выполненную из идеально проводящего металла, заполненную изотропным магнитодиэлектриком с комплексными проницаемостями $\epsilon = \epsilon' - i\epsilon''$, $\mu = \mu' - i\mu''$ ($|\epsilon/\epsilon_0| < \infty$, $|\mu/\mu_0| < \infty$), будем решать методом частичных областей (см., например, [4]).

Используя симметрию диафрагмы в продольном направлении, путем введения в плоскости симметрии электрической или магнитной стенки, задачу можно свести к определению касательных составляющих электрического поля E_x и E_y на границе двух частичных областей (рис. 1в).

Рассмотрим случай, соответствующий электрической стенке. Считая формально известными поперечные составляющие электрического поля E_x и E_y при $z = 0$ и используя результаты работы [5], запишем выражения для поперечных составляющих магнитного поля в области I в виде операторов (множитель $e^{i\omega t}$ опущен)

$$H_x^1 = \frac{K_{10}}{\omega \mu_0} \Phi_{10} \exp(-iK_{10}z) + \frac{1}{\omega \mu_0} \sum_{p,q} \left[(E_x, \tilde{\Phi}_{pq}) \frac{K_p K_q}{K_{pq}} + \right.$$

$$+ (E_y, \Phi_{pq}) \frac{K_{p0}^2}{K_{pq}} \Big] \Phi_{pq} \exp(iK_{pq}z); \quad (1)$$

$$H_y^I = - \frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{p,q} \left[(E_x, \tilde{\Phi}_{pq}) \frac{K_{0q}^2}{K_{pq}} + (E_y, \Phi_{pq}) \frac{K_p K_q}{K_{pq}} \right] \tilde{\Phi}_{pq} \exp(iK_{pq}z), \quad (2)$$

где

$$p = 1, 2, 3, \dots, P, \quad q = 0, 1, 2, 3, \dots, Q-1,$$

$$\Phi_{pq} = \frac{2}{\sqrt{AB(1 + \delta_{0q})}} \sin K_p x \cos K_q y \quad \text{и}$$

$$\tilde{\Phi}_{pq} = \frac{2}{\sqrt{AB(1 + \delta_{0q})}} \cos K_p x \cos K_q y$$

— ортонормированные собственные функции нормальных волн LE_{pq} - и LM_{pq} -типа соответственно, имеющие векторы Герца, направленные по оси x ; $K_p = (\pi/A)p$, $K_q = (\pi/B)q$, $K_{pq} = \sqrt{\omega^2 \epsilon_0 \mu_0 - K_p^2 - K_q^2}$ — волновые числа; $(f_1, f_2) = \int_{S_{II}} f_1 f_2 ds$ — скалярное произведение.

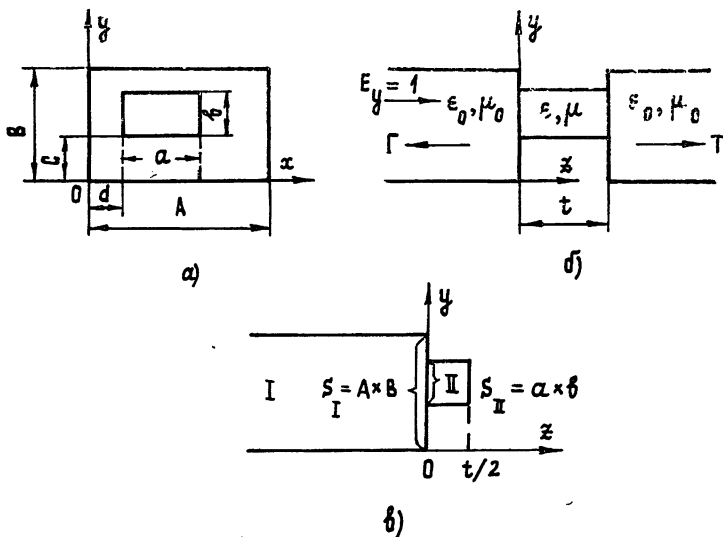


Рис. 1.

Используя аналогичные обозначения и условие $E_x^II = E_y^II = 0$ при $z = t/2$, поперечные составляющие полного магнитного поля в области II можно представить в виде

$$H_x^II = \frac{i}{\omega\mu} \sum_{n,m} \left[(E_x, \tilde{\varphi}_{nm}) \frac{k_n k_m}{k_{nm}} + (E_y, \varphi_{nm}) \frac{k_{n0}^2}{k_{nm}} \right] \times \quad (3)$$

$$\times \varphi_{nm} \frac{\cos k_{nm} \left(\frac{t}{2} - z \right)}{\sin k_{nm} \frac{t}{2}};$$

$$H_y^{11} = -\frac{i}{\omega\mu} \sum_{n,m} \left[(E_x, \tilde{\varphi}_{nm}) \frac{k_{0m}^2}{k_{nm}} + (E_y, \varphi_{nm}) \frac{k_n k_m}{k_{nm}} \right] \tilde{\varphi}_{nm} \times \\ \times \frac{\cos k_{nm} \left(\frac{t}{2} - z \right)}{\sin k_{nm} \frac{t}{2}}, \quad (4)$$

где

$$n = 1, 2, 3, \dots, N, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots, M-1, \\ k_n = \frac{\pi}{a} n, \quad k_m = \frac{\pi}{b} m, \quad k_{nm}^2 = \omega^2 \varepsilon \mu - k_n^2 - k_m^2, \\ \varphi_{nm} = \frac{2}{\sqrt{ab(1+\delta_{0m})}} \sin k_n (x-d) \cos k_m (y-c), \\ \tilde{\varphi}_{nm} = \frac{2}{\sqrt{ab(1+\delta_{0m})}} \cos k_n (x-d) \cos k_m (y-c).$$

Приравнявая касательные составляющие магнитного поля (1) — (4) на границе частичных областей I и II, получим систему двух интегральных уравнений относительно функций $E_x(x, y)$ и $E_y(x, y)$. Решение этих уравнений проведем методом Галеркина. Представляя искомые функции в виде

$$E_x = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^{M-1} e^{\alpha} \frac{k_n}{k_m} \tilde{\varphi}_{nm}, \\ E_y = \sum_{n=1}^N \sum_{m=0}^{M-1} e^{\alpha} \varphi_{nm}$$

и усредняя на S_{II} интегральное уравнение, соответствующее проекции магнитного поля на ось x , по системе функций $\{\tilde{\varphi}_{nm}\}$, а другое по $\{\varphi_{nm}\}$, получим следующую систему алгебраических уравнений $N(2M-1)$ -го порядка:

$$\begin{vmatrix} Y^{11} & Y^{12} \\ Y^{21} & Y^{22} \end{vmatrix} \begin{pmatrix} e^{\alpha} \\ \tilde{e}^{\alpha} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h \\ \tilde{h} \end{pmatrix}, \quad (5)$$

где элементы матриц имеют вид

$$y_{nn'}^{11} = \frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{p=1}^P \sum_{q=0}^{Q-1} \frac{K_{p0}^2}{K_{pq}} \begin{pmatrix} p & n \\ q & m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p & n' \\ q & m' \end{pmatrix} - \frac{i}{\omega\mu} \delta_{nn'} \delta_{mm'} \frac{k_{n0}^2}{k_{nm}} \times \\ \times \operatorname{ctg} \frac{k_{nm} t}{2} \quad (n, n' = 1, 2, 3, \dots, N, \\ m, m' = 0, 1, 2, \dots, M-1), \\ y_{nn'}^{22} = \frac{1}{\omega\mu_0} \sum_{p=1}^P \sum_{q=1}^{Q-1} \frac{K_p^2 K_{0q}^2}{K_q^2 K_{pq}} \begin{pmatrix} p & n \\ q & m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p & n' \\ q & m' \end{pmatrix} - \frac{i}{\omega\mu} \delta_{nn'} \delta_{mm'} \times \\ \times \frac{k_n^2 k_{0m}^2}{k_m^2 k_{nm}} \operatorname{ctg} \frac{k_{nm} t}{2} \quad (n, n' = 1, 2, 3, \dots, N, \\ m, m' = 1, 2, 3, \dots, M-1),$$

$$y_{nn'}^{12} = y_{mm'}^{21} = \frac{1}{\omega \mu_0} \sum_{p=1}^P \sum_{q=1}^{Q-1} \frac{K_p^2}{K_{pq}} \begin{pmatrix} p & n \\ q & m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p & n' \\ q & m' \end{pmatrix} - \frac{i}{\omega \mu} \delta_{nn'} \times \\ \times \delta_{mm'} \frac{k_n^2}{k_{nm}} \operatorname{ctg} \frac{k_{nm} t}{2} \quad (n, n' = 1, 2, 3, \dots, N, \\ m = 0, 1, 2, \dots, M-1, \quad m' = 1, 2, 3, \dots, M-1).$$

Здесь обозначено:

$$\begin{pmatrix} p & n \\ q & m \end{pmatrix} = \int_a^{d+a} \int_c^{c+b} \Phi_{pq} \varphi_{nm} dx dy = \frac{K_q k_n}{K_p k_m} \int_a^{d+a} \int_c^{c+b} \tilde{\Phi}_{pq} \tilde{\varphi}_{nm} dx dy.$$

Компоненты векторов, стоящих в правой части уравнения (5), равны

$$h_{nm} = \frac{2K_{10}}{\omega \mu_0} \begin{pmatrix} 1 & n \\ 0 & m \end{pmatrix} \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N, \quad m = 0, 1, 2, \dots, M-1) \\ \tilde{h}_{nm} = 0 \quad (n = 1, 2, 3, \dots, N, \quad m = 1, 2, 3, \dots, M-1).$$

Электрическое поле на границе раздела частичных областей, соответствующее задаче с магнитной стенкой ($H_x^{\text{II}} = H_y^{\text{II}} = 0$ при $z = t/2$), находится аналогичным образом путем решения системы уравнений относительно e^M и \tilde{e}^M . Матричные коэффициенты этой системы могут быть получены из (5) при замене выражений $\operatorname{ctg}(k_{nm} t/2)$ на $-\operatorname{tg}(k_{nm} t/2)$.

Коэффициенты отражения и прохождения основной волны можно определить по формулам

$$\Gamma = 1 - \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N (e_{n0}^e + e_{n0}^M) \begin{pmatrix} 1 & n \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (6) \\ T = \frac{1}{2} \sum_{n=1}^N (e_{n0}^e - e_{n0}^M) \begin{pmatrix} 1 & n \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Отметим ряд особенностей полученных выражений.

Для бесконечно тонкой резонансной диафрагмы ($t \rightarrow 0$) $\operatorname{ctg}(k_{nm} t/2) \rightarrow \infty$, следовательно, $e_{nm}^e \rightarrow 0$ и Γ и T определяются только коэффициентами e_{n0}^M .

Для индуктивной диафрагмы $b = B$, поэтому $\begin{pmatrix} p & n \\ q & m \end{pmatrix} = \delta_{qm} \begin{pmatrix} p & n \\ q & q \end{pmatrix}$ и отличными от нуля могут быть лишь амплитуды $LE_{n0} \equiv H_{n0}$ -волн; при этом приведенные выше системы уравнений переходят в известные в литературе (см., например, [6]).

Для емкостной диафрагмы при $\varepsilon \neq \varepsilon_0$ и $\mu \neq \mu_0$, используя соотношение $\begin{pmatrix} p & n \\ q & m \end{pmatrix} = \delta_{pn} \begin{pmatrix} p & p \\ q & m \end{pmatrix}$, нетрудно показать, что в представлении поля (1)–(4) можно ограничиться волнами LE_{1q} -, LM_{1q} -, LE_{1m} - и LM_{1m} -типа. При $\varepsilon = \varepsilon_0$ и $\mu = \mu_0$ достаточно использовать лишь волны LE_{1q} - и LE_{1m} -типа.

Для резонансных диафрагм с узкими щелями ($b/B \rightarrow 0$), как отмечалось в работе [7], E_x -составляющей электрического поля во внутренней области можно пренебречь по сравнению с E_y -составляющей всюду, кроме незначительных участков у концов щели, где $E_y \rightarrow 0$. Поэтому

в представлении поля во внутренней области диафрагмы можно ограничиться волнами LE_{n0} -типа, а в волноводе учитывать только волны LE_{pq} -типа. Расчет характеристик диафрагмы в этом случае сводится к решению следующих уравнений:

$$\sum_{n=1}^N \left\{ \frac{e_{n0}^3}{e_{n0}^M} \right\} \left[\sum_{p=1}^P \sum_{q=0}^{Q-1} \frac{K_{p0}^2}{K_{pq}} \begin{pmatrix} p & n \\ q & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} p & n' \\ q & 0 \end{pmatrix} - \right. \\ \left. - i \delta_{nn'} \frac{\mu_0}{\mu} k_{n0} \begin{pmatrix} \operatorname{ctg} \frac{k_{n0} t}{2} \\ -\operatorname{tg} \frac{k_{n0} t}{2} \end{pmatrix} \right] = 2K_{10} \begin{pmatrix} 1 & n' \\ 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

2. АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ДИАФРАГМ

Рассмотрим некоторые результаты расчетов характеристик резонансных диафрагм, проведенных с помощью решения на ЭВМ уравнений (5).

Анализ поведения численных значений, полученных при увеличении M, N, P, Q , показал, что скорость сходимости решений максимальна при выполнении известных соотношений $P/N \approx A/a$ и $Q/M \approx B/b$. Однако в условиях ограниченной мощности ЭВМ по быстродействию и объему памяти для уменьшения ошибок первых приближений целесообразно выбирать $P/N \geq 5A/a$ и $Q/M \approx B/b$. Результаты расчетов, приведенные на рис. 2, 3, 4, получены с учетом данных соотношений для диафрагм с симметрично расположенными отверстиями $c = (B - b)/2$, $d = (A - a)/a$ и следующих фиксированных параметров задачи: $A/\lambda_0 = 0,7125$, $B/\lambda_0 = 0,315$, $a/\lambda_0 = 0,2$, $b/\lambda_0 = 0,1$, $M = 2$, $N = 9$.

На рис. 2 представлены зависимости модуля коэффициента прохождения $|T|$ волны типа $LE_{10} \equiv TE_{10}$ от толщины диафрагмы, заполненной диэлектриком с $\epsilon'/\epsilon_0 = 7$, представляющие собой совокупность первого, второго и т. д. резонансов ($1 - \operatorname{tg} \delta = 0$, $2 - \operatorname{tg} \delta = 3 \cdot 10^{-3}$). С увеличением толщины диафрагмы расстояния между двумя соседними резонансами стремятся к половине длины волны LE_{10} -типа волновода, соответствующего отверстию диафрагмы, что связано с затуханием высших типов волн в этом волноводе.

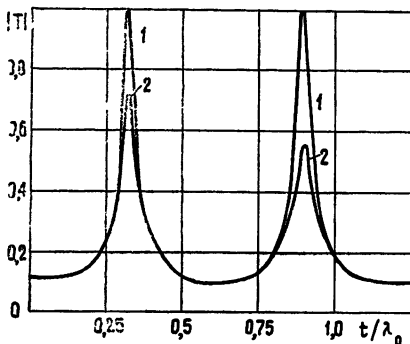


Рис. 2.

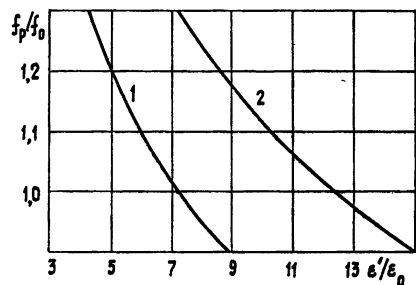


Рис. 3.

Резонансные частоты диафрагмы имеют высокую чувствительность к изменению проницаемости ϵ' диэлектрика, заполняющего диафрагму (рис. 3, кривая 1 — первый резонанс, 2 — второй резонанс, $t/\lambda_0 = 0,25$).

При заполнении диафрагмы диэлектриком с малыми потерями ($\text{tg } \delta < 10^{-2}$) резонансная частота практически не зависит от величины мнимой части диэлектрической проницаемости ϵ'' (см. кривые 1 и 2 на рис. 2), а вносимое затухание ($L = -20 \lg |T|$) на резонансной частоте — от величины ϵ' (рис. 4; 1 — $\epsilon' = 9$, 2 — $\epsilon' = 5$, $t/\lambda_0 = 0,25$). Эти зависимости показывают возможность определения ϵ' и ϵ'' диэлектрика, заполняющего диафрагму, путем измерения резонансной частоты и вносимого затухания на этой частоте.

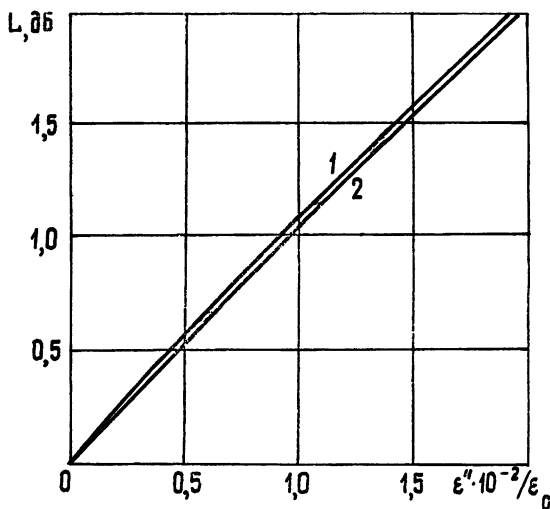


Рис. 4.

С целью проверки такой методики, а также экспериментальной проверки алгоритмов расчета с помощью стандартного измерителя КСВН типа Р-2 проводились измерения резонансных частот диафрагм.

Некоторые результаты измерений резонансных частот и определенные по ним величины диэлектрической проницаемости ϵ'_d приведены в табл. 1.

Таблица 1

Диэлектрик, проницаемость, ϵ_B	Размеры отверстия, $\frac{a}{\lambda_0} \times \frac{b}{\lambda_0} \times \frac{t}{\lambda_0}$	Резонансная частота, $\frac{f_p}{f_0}$	Диэлектрическая проницаемость, $\frac{\epsilon'_d}{\epsilon_0}$
Фторпласт-4, $\epsilon'/\epsilon_0 = 2,04$	0,38 × 0,1 × 0,2	1,0620	2,07
		1,0625	2,07
		1,0593	2,08
ПЭНДТ-5, $\epsilon'/\epsilon_0 = 4,63$	0,2 × 0,1 × 0,25	1,2327	4,74
		1,2307	4,75
		1,2333	4,73
ПЭНДТ-9, $\epsilon'/\epsilon_0 = 8,46$	0,2 × 0,1 × 0,25	0,91467	8,68
		0,91467	8,68
		0,91246	8,71

Можно заметить, что величины ϵ'_d отличаются не более чем на 3% от величин диэлектрической проницаемости ϵ'_B , определенных волноводным методом [3] на образцах тех же партий диэлектрика. Малый

разброс значений проницаемости ϵ'_d (менее 0,5%) позволяет использовать диафрагмы для контроля разброса параметров диэлектриков.

При применении резонансных диафрагм следует обращать внимание на величину зазора между диэлектриком и диафрагмой. Экспериментально найдено, что наибольшее влияние на резонансные частоты оказывает зазор, параллельный широким стенкам волновода. Результаты, приведенные в таблице, получены для образцов с величиной зазора, не превышающей 0,01*b*.

В заключение отметим, что для разрешения неопределенности по ϵ' , возникающей из-за многозначности зависимости $f_p(\epsilon')$ (рис. 4), можно проводить повторные измерения тех же прямоугольных образцов, но в диафрагмах с измененными размерами окна, например, при $a \rightleftharpoons t$. Рассмотренные алгоритмы позволяют проводить расчеты и диафрагм, заполненных магнетодиэлектриком, например, немагнитным ферритом. В этом случае резонансная частота определяется как диэлектрической, так и магнитной проницаемостями материала. Поэтому диафрагмы можно применять также для контроля разбросов параметров ферритовых элементов устройств СВЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин Л. Современная теория волноводов. — М.: ИЛ, 1954
2. Маланченко В. П., Кизеева Г. М. — Радиотехника и электроника, 1972, 9, № 1, с. 1.
3. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. — М.: Физматгиз, 1963.
4. Машковцев Б. М., Цибизов К. Н., Емелин Б. Ф. Теория волноводов. — М.—Л.: Наука, 1966.
5. Корчемкин Ю. Б. Статья депонирована в НИИЭИР, рег. № 3-5913. Деп. от 21 августа 1978 г.
6. Kneitsch H. D.—A.E.U., 1969, 23, № 7, p. 361.
7. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства. Ч. 2. — Л.: изд. ВКАС, 1949.

Поступила в редакцию
18 января 1980 г.

RESONANCE WINDOW IN A RECTANGULAR WAVEGUIDE AND ITS APPLICATION FOR THE CONTROL OF THE DIELECTRIC PARAMETERS

Yu. P. Bychkov, N. N. Dronov, Yu. B. Korchemkin

By the basis of waves of *LE* and *LM* types a problem is solved for the calculation of the wave scattering characteristics in a rectangular waveguide on resonance diaphragms filled by an isotropic magnetodielectric with losses. Results of numerical and experimental investigations are given which show the possibility of resonance diaphragm application for the control of the dielectric parameters.