

УДК 621.372.413

ЧАСТОТЫ СВЯЗИ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ
РЕЗОНАТОРОВ С ЧАСТИЧНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ ДИЭЛЕКТРИКОМ

В. А. Коробкин, А. Г. Ющенко

Методом частичных областей решены задачи о собственных колебаниях квази- $H_{p0}(p+\delta)$ связанных волноводно-диэлектрических резонаторов с осево- и центрально-симметричным включением вставок в запредельный волновод. Получено хорошее согласование расчетных и экспериментальных результатов. Исследована динамика в поведении частот связи.

В работе [1] показано экспериментально, что при осево- и центрально-симметричном включении диэлектрических вкладышей в запредельный волновод наблюдаются различные зависимости частот связи от изменения расстояния между ними. Решения, полученные с помощью метода частичных областей (МЧО) для осесимметричных резонаторов [1], позволяют заключить, что их связь носит чисто синфазный или противофазный характер, как и для случая полного заполнения диэлектриком по поперечному сечению волновода [2], а решение для центрально-симметричных резонаторов - что эта связь теперь имеет смешанный характер: синфазно-противофазная (квазисинфазная) и противофазно-синфазная (квазипротивофазная) соответственно [3]. В работе [3] предложен приближенный метод расчета частот связи для отмеченных краевых задач. Целью настоящей статьи является получение решений в форме систем линейных алгебраических уравнений второго рода, применение к которым метода редукции не вызывает сомнений [4], а также физический анализ динамики частот связи от геометрических и материальных параметров резонаторов. Необходимость такого исследования обусловлена тем, что связанные волноводно-диэлектрические резонаторы (ВДР) находят широкое применение для реализации СВЧ фильтров с высокой крутизной амплитудно-частотной характеристики.

1. Решение краевой задачи. Рассматриваемая структура изображена на рис. 1. Она содержит: бесконечный прямоугольный волновод с

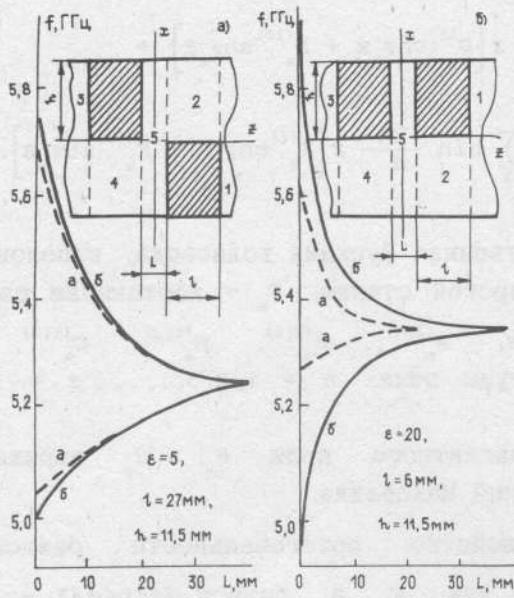


Рис. 1.

идеально проводящими стенками, два диэлектрических вкладыша, заполняющих поперечное сечение волновода полностью по узкой стенке и наполовину по широкой. Считается, что потери в диэлектрике отсутствуют. Поскольку исследуемая структура представляет собой высокодобротный резонатор с запредельными связями, то сделанные допущения можно считать достаточно обоснованными. Следуя методу частичных областей, выделим в геометрии структуры отдельные области (1) - (5), как это показано на рис. 1. Ограничиваая возможные колебания в системе классом квази- $H_{n0}(p+\delta)$, представим единственную компоненту электрического поля E_y в виде

$$\sum_n \Psi_n^{(2;4)}(x) \left[A_n^{(2;4)} \cos \Gamma_n \left(\frac{L}{2} + \frac{1}{2} \mp z \right) + \right] \quad z \in 2;$$

$$+ B_n^{(2;4)} \sin \Gamma_n \left(\frac{L}{2} + \frac{1}{2} \mp z \right) \right], \quad z \in 4;$$

$$\sum_s R_s^{(1;3)} \cos \frac{s\pi}{a} x \exp \left\{ \mp \gamma_s \left(z \mp \frac{L}{2} \right) \right\} + \quad z \in 1;$$

$$+ \sum_k C_k^{(1;3)} \sin \frac{k\pi}{a} x \exp \left\{ \mp \gamma_k (z \mp \frac{l}{2}) \right\} + z \in 3;$$

$$\sum_s \cos \frac{s\pi}{a} x \left[D_s^{(I)} \operatorname{ch} \gamma_s z + D_s^{(II)} \operatorname{sh} \gamma_s z \right] + z \in 5;$$

$$+ \sum_k \sin \frac{k\pi}{a} x \left[F_k^{(I)} \operatorname{ch} \gamma_k z + F_k^{(II)} \operatorname{sh} \gamma_k z \right].$$

Здесь $\Psi_n(x)$ - собственная функция волновода, наполовину заполненного диэлектриком по широкой стенке, Γ_n - постоянная распространения, а $\gamma_{s(k)}$ - затухания, $A_n^{(2;4)}$, $B_n^{(2;4)}$, $R_s^{(1;3)}$, $C_k^{(1;3)}$, $D_s^{(I,II)}$, $F_k^{(I,II)}$ - неизвестные амплитуды поля; $n = 1, 2, 3, \dots$, $s = 1, 3, 5, \dots$, $k = 2, 4, 6, \dots$

Компоненты магнитного поля H_x , H_z выражаются через E_y посредством уравнений Максвелла.

Используя свойство ортогональности базиса $\{\Psi_n(x)\}_{n=1}^{\infty}$ в граничных условиях для E_y , а базиса $\{\sin(a/2 - x)n\pi\}_1^{\infty}$ - для H_x , получим СЛАУ второго рода для случая центрально-симметричной структуры (рис. 1а):

$$A_n \Gamma_n \sin \Gamma_n \frac{l}{2} - \sum_m \cos \Gamma_m \frac{l}{2} V_{s(k)}^{m,n} A_m - \\ - B_n \Gamma_n \cos \Gamma_n \frac{l}{2} - \sum_m \sin \Gamma_m \frac{l}{2} V_{s(k)}^{m,n} B_m = 0;$$

$$A_n \Gamma_n \sin \Gamma_n \frac{l}{2} - \sum_m \cos \Gamma_m \frac{l}{2} W_{s(k)}^{m,n} A_m + \\ + B_n \Gamma_n \cos \Gamma_n \frac{l}{2} + \sum_m \sin \Gamma_m \frac{l}{2} W_{s(k)}^{m,n} B_m = 0,$$

где

$$V_{s(k)}^{m,n} = \frac{2}{a} \left(\sum_s P_{sn} P_{sm}^* \gamma_s \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{th} \gamma_s \frac{L}{2} \\ \operatorname{cth} \gamma_s \frac{L}{2} \end{array} \right\} + \sum_k P_{kn} P_{km}^* \gamma_k \left\{ \begin{array}{l} \operatorname{cth} \gamma_k \frac{L}{2} \\ \operatorname{th} \gamma_k \frac{L}{2} \end{array} \right\} \right),$$

$$W_{s(k)}^{m,n} = \frac{2}{a} \left(\sum_s P_{sn} P_{sm}^* \gamma_s + \sum_k P_{kn} P_{km}^* \gamma_k \right), m = 1, 2, \dots,$$

верхняя строчка СЛАУ отвечает квазисинфазной связи (синфазно-противофазной, а нижняя -квазипротивофазной (противофазно-синфазной).

Рассмотрение осесимметричной структуры (рис. 1б) приводит к той же СЛАУ, но с такими матричными коэффициентами $V_{s(k)}^{m,n}$, в которых в суммах по s и k содержатся одни и те же гиперболические функции. Это означает, что связь теперь имеет "чисто" синфазный или противофазный тип, как и в хорошо изученном случае полного заполнения [2].

2. Расчет частот связи и сравнение его с экспериментом. Частоты собственных электромагнитных колебаний связанных ВДР определялись из условия существования нетривиальных решений СЛАУ. Эффективность численного алгоритма характеризуется результатами счета, оформленными в виде таблиц 1 - 3, где значения частоты даны в мегагерцах.

Таблица 1

$M \backslash s(k)$	2	6	20	30	50	60
$L = 5$	5508, 67	5518, 38	5518, 63	5518, 64	5518, 64	5518, 64

Таблица 2

$M \backslash s(k)$	1	2	3	4	5
2	5018, 62	5242, 83	5249, 54	5252, 95	5253, 15
	5002, 18	5170, 24	5170, 11	5183, 01	5184, 14
$M \backslash s(k)$	6	7	8	9	10
2	5253, 63	5253, 64	5253, 77	5253, 77	5253, 80
	5184, 16	5184, 38	5184, 38	5184, 46	5184, 50

Таблица 3

$M \backslash s(k)$	4	8	12	20	30
$L = 5$	5177, 10	5157, 45	5156, 79	5156, 63	5156, 60
	5184, 52	5171, 88	5171, 32	5171, 18	5171, 17

Индекс M обозначает в таблицах порядок определителя, который

равен удвоенному числу (m) учитываемых колебаний в частичных областях с диэлектрическим заполнением (области 2 и 4 на рис. 1). Расчеты выполнены для $\epsilon = 11,6$, $a = 2$, $h = 23$ мм и $l = 23$ мм.

Численные результаты, приведенные в таблицах, получены для ситуаций, в которых ВДР достаточно "сильно" связаны друг с другом ($L = 5$ мм; $L = 10$ мм).

Скорость внутренней сходимости результатов по индексам иллюстрирует табл. 1, составленная при противофазной связи. Она показывает, что различие значений частоты при $s(k) = 2$ и $s(k) = 60$ составляет 0,2%, а между $s(k) = 6$ и $s(k) = 60$ - 0,05%; в обоих случаях $M = 4$.

Основное же приближение $s = 1$ отличается от результата при $s(k) = 10$ примерно на 5%, в то время как приближение $s(k) = 2$ - всего на 0,2% (см. табл. 2, составленную при $L = 10$).

Зависимости точности расчета частоты от порядка определителя (числа нормальных колебаний в области с диэлектриком m) демонстрируют табл. 2 и 3, составленные при квазисинфазной и противофазной связи соответственно. Различие рассчитанного значения при $M = 2$ от "точного" ($M = 30$; $s(k) = 60$) составляет 1,6%, а при $M = 4$ оно равняется 0,25% и, наконец, при $M = 8$ - 0,01%.

В качестве результата проделанного нами сопоставления значений точности расчета частот при различных типах связи ВДР необходимо, в частности, отметить следующее. Численный расчет определителя четвертого порядка $s(k) = 60$ дает более точные результаты для случаев синфазной и противофазной связей (относительная погрешность порядка 0,2%), чем в случаях квазисинфазной и квазипротивофазной связей (погрешность порядка 0,4%). Это объясняется тем, что топология "центрально-симметричного" поля более сложная, чем "осесимметричного". Численный расчет определителя восьмого порядка ($M = 4$) обеспечивает погрешность в определении частоты не более 0,01%, независимо от типа связи между резонаторами.

На рис. 2 представлены в виде графиков расчетные зависимости частот ВДР от величины промежутка связи L : сплошными линиями результаты расчета при $M = 30$ и $s(k) = 60$ для осесимметричного включения вкладышей, пунктирными - для центрально-симметричного.

Экспериментальные значения отмечены точками, темными и светлыми соответственно. Для эксперимента использовалась секция запредельного волновода $(23 \times 10 \times 80)$ мм³, включенная в основной тракт СВЧ "на проход". Относительная погрешность измерения частоты составляла 0,02%.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных

свидетельствует, что они различаются не более чем на 1,5%.

3. Динамика измерения частот связи.

Для численных расчетов частот связи использовался определитель восьмого порядка [$m(n) = 4$] и $s(k) = 8$. Результаты расчета приведены в виде графических зависимостей на рис. 1. Частоты колебаний с синфазной и квасинфазной связями представлены на графиках восходящими с ростом L ветвями, а противофазные и квазипротивофазные — нисходящими.

При увеличении L резонаторы слабо связаны друг с другом вследствие "запредельности" пустого волновода. Поэтому при достаточно больших L все кривые сходятся вместе к частоте синфазного либо противофазного колебания одиночного ВДР. При $L = 0$ в осесимметричном случае колебания с синфазной связью переходят в синфазные колебания одиночного резонатора удвоенной длины, а с противофазной — в противофазные колебания такого резонатора. Однако для центрально-симметричного случая характерно, что колебания в них остаются смешанного типа.

Наконец следует рассмотреть вопрос: от чего зависит различие в частотах связи ВДР с осевым и центрально-симметричным включением вкладышей? Для этого обратимся к графикам, представленным на рис. 1, и сравним их. Из них следует, что это различие прямо пропорционально значению диэлектрической проницаемости вкладышей ϵ , т. е. растет по мере того, как увеличивается явление явление "диэлектрического эффекта" в ВДР [7].

В заключение подчеркнем, что полученные результаты позволяют целенаправленно использовать на практике эффект изменения связи ВДР за счет поперечного смещения вкладышей в противоположных направлениях.

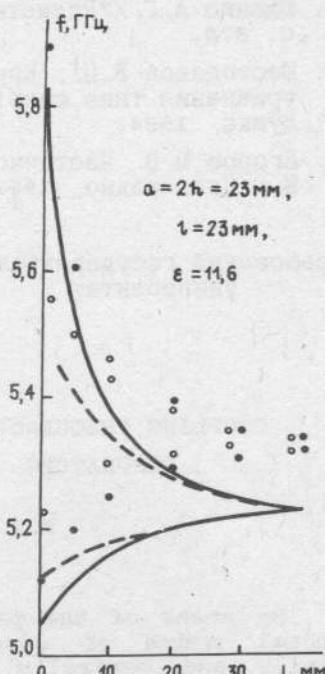


Рис. 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коробкин В. А., Пятак Н. И., Ющенко А. Г., Зайченко И. А. // Вестн. Харьковского ун-та. Сер. Радиофизика и электроника. 1987. № 307. С. 66.

2. Груцяк В. И., Пятак Н. И., Коробкин В. А. //Радиотехника и электроника. 1979. Т. 24. № 10. С. 1978.
3. Ющенко А. Г. //Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34. № 4. С. 870.
4. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А. Матричные уравнения типа свертки в теории дифракции. - Киев: Наукова думка, 1984.
5. Егоров Ю. В. Частично-заполненные прямоугольные волноводы. - М.: Сов. радио, 1967.

Харьковский государственный
университет

Поступила в редакцию
28 августа 1990 г.

COUPLING FREQUENCIES OF RECTANGULAR WAVEGUIDE-DIELECTRIC
RESONATORS, PARTIALLY FILLED WITH DIELECTRIC

V. A. Korobkin, A. G. Yushchenko

By means of the partial region method the problems of quasi-natural modes of coupled waveguide-dielectric resonators with axially and centrally symmetric samples placed into a cut-off waveguide have been solved. A good agreement between the computed and experimental results has been obtained.