

01:09

©1994 г.

## СВОБОДНЫЕ АКСИАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ВОЛНОВОДНОМ РАЗВЕТВЛЕНИИ С МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

*Ю.Г.Макеев, А.П.Моторненко*

Институт радиофизики и электроники,  
310085, Харьков  
(Поступило в Редакцию 7 сентября 1993 г.  
В окончательной редакции 11 мая 1994 г.)

Решена электродинамическая задача о свободных колебаниях в разветвлении круглого и радиального волноводов. Выделено и проведено исследование двух классов неизлучающих колебаний в такой структуре. Получено хорошее соответствие расчетных и экспериментальных результатов.

### Введение

Исследование электродинамических свойств волноводных разветвлений, образованных ортогональными волноводами разнообразной формы поперечного сечения, выявили ряд интересных особенностей. В таких структурах независимо от формы поперечного сечения волноводов, образующих разветвления, обнаружены резонансные колебания на затухающих типах электромагнитных волн [1-3]. Запредельность волноводов, входящих в разветвление, для рабочего типа колебания позволяет широко использовать эти структуры при разработке неразрушающих локальных средств измерения параметров разнообразных диэлектрических и ферритовых материалов [1,2]. При этом разреженный спектр колебаний на затухающих модах существенно упрощает схему измерений. Малые габариты и вес резонаторов позволяют создавать активные элементы СВЧ техники сантиметрового диапазона с улучшенными массогабаритными показателями [4].

В настоящее время известен ряд работ, посвященных электродинамическому расчету и исследованию свойств аксиально-симметричных колебаний в разнообразных цилиндрических волноводных системах. Однако основные типы колебаний в таких системах, как правило, аксиально-несимметричные, поэтому особый интерес представляет

проведение исследований именно для таких типов колебаний. Сложность изучения аксиально-несимметричных колебаний обусловлена необходимостью привлечения гибридных типов волн.

В настоящей работе методом частичных областей выполнен строгий электродинамический расчет резонансных частот свободных электромагнитных колебаний, существующих в области разветвления круглого и радиального волноводов, запредельных для рассматриваемых типов колебаний, при заполнении радиального волновода и области пересечения магнитодиэлектриком, а также диэлектриком, частным случаем которого может быть плазма. Основное внимание уделено аксиально-несимметричным неизлучающим типам колебаний в таком разветвлении.

## Постановка и решение граничной задачи

При рассмотрении в волноводном разветвлении аксиально-несимметричных колебаний, как следует из анализа структуры полей таких колебаний, для правильного описания поведения резонансной частоты при изменении параметров системы необходимо использовать суперпозицию  $H_{nm}$ - и  $E_{nm}$ -волн. Такое представление поля в виде гибридных волн существенно усложняет решение задачи нахождения резонансных частот свободных колебаний. Наиболее целесообразно для решения задачи использовать в данном случае, как нам представляется, метод частичных областей.

В анализируемой структуре (рис. 1) выделим идеально проводящие области круглого волновода  $I$ , радиального волновода  $II$ , а также область пересечения волноводов  $III$ . Для описания электромагнитного поля во всех рассматриваемых областях используем магнитный  $\Pi_z^h$  и электрический  $\Pi_z^l$  векторы Герца. Выражения для векторов Герца должны удовлетворять уравнениям Гельмгольца, граничным условиям и условиям излучения [5,6]. Анализируемая структура симметрична относительно оси  $Z$ , поэтому аналогично работе [3] выделим не связанные между собой четные и нечетные по оси  $Z$  колебания, что соответствует для первого случая наличию в плоскости симметрии электрической, а во втором случае — магнитной стенки. Так как наиболее низкочастотные (основные) колебания соответствуют магнитной стен-

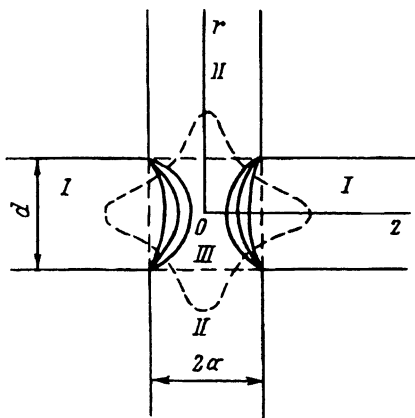


Рис. 1. Схема волноводного разветвления.  $I, II$  — области круглого и радиального волноводов соответственно,  $III$  — область волноводного разветвления.

ке, то в настоящей работе основное внимание уделено этим колебаниям.

Для области круглого волновода  $I$  магнитный и электрический векторы Герца линейно поляризованных колебаний запишем в виде

$$\Pi_z^{h(I)} = -\frac{1}{ik} \sum_{n,m} A_{nm} \Phi_{nm}^{(I)}(p_{nm}^{(I)} r) e^{-\gamma_\alpha(z-d/z)} \begin{cases} \cos n\varphi, \\ \sin n\varphi, \end{cases} \quad (1)$$

$$\Pi_z^{e(I)} = \sum_{n,m} C_{nm} \Psi_{nm}^{(I)}(q_{nm}^{(I)} r) e^{-\gamma'_\alpha(z-d/z)} \begin{cases} \sin n\varphi, \\ \cos n\varphi, \end{cases} \quad (2)$$

$$n, m = 1, 2, 3, \dots,$$

где  $A_{nm}$ ,  $C_{nm}$  — амплитуды магнитных ( $H_{nm}$ ) и электрических ( $E_{nm}$ ) типов волн в рассматриваемой области;  $n(m)$  — число вариаций поля по

$$\varphi(n); \quad \Phi_{nm}^{(I)}(p_{nm}^{(I)} r) = J_n(p_{nm}^{(I)} r) / p_{nm} a J_n(p_{nm}^{(I)} a);$$

$$\Psi_{nm}^{(I)}(q_{nm}^{(I)} r) = J_n(q_{nm}^{(I)} r) / q_{nm}^{(I)} \gamma'_\alpha J'_n(q_{nm}^{(I)} a); \quad J_n(p_{nm}^{(I)} r), \quad J'_n(q_{nm}^{(I)} a)$$

— функция Бесселя I рода  $n$ -го порядка и производная функции Бесселя;  $p_{nm}^{(I)} = \mu_{nm}/a$  — поперечное волновое число для  $H_{nm}$ -волн, а  $q_{nm}^{(I)} = \nu_{nm}/a$  — для  $E_{nm}$ -волн;  $\mu_{nm}$  — корни уравнения  $J'_n(\mu_{nm}) = 0$ ;  $\nu_{nm}$  — корни уравнения  $J_n(\nu_{nm}) = 0$ ;  $\gamma_\alpha = (p_{nm}^{(I)2} - k^2)^{1/2}$ ;  $\gamma'_\alpha = (q_{nm}^{(I)2} - k^2)^{1/2}$  — продольные волновые числа магнитных и электрических типов волн;  $a$  — радиус круглого волновода;  $d$  — высота радиального волновода;  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  — резонансная длина волны.

Пусть области  $II$  и  $III$  заполнены магнитодиэлектриком с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$  и магнитной  $\mu$ . Магнитные и электрические векторы Герца для области радиального волновода  $II$  запишем, учитывая затухающий характер поля в направлении оси  $r$ , а в области пересечения волноводов  $III$  — в виде суперпозиции полей круглого и радиального волноводов [7]

$$\Pi_z^{h(II)} = -\frac{1}{ik\mu} \sum_{n,g} B_{ng} \Phi_{ng}^{(II)}(\gamma_{ng}^{(II)} r) \cos(p_{ng}^{(II)} z) \begin{cases} \cos n\varphi, \\ \sin n\varphi, \end{cases} \quad (3)$$

$$\Pi_z^{e(II)} = -\sum_{n,g} D_{ng} \Psi_{ng}^{(II)}(\xi_{ng}^{(II)} r) \sin(p_{ng}^{(II)} z) \begin{cases} \sin n\varphi, \\ \cos n\varphi, \end{cases} \quad (4)$$

$$\Pi_z^{h(III)} = -\frac{1}{ik\mu} \sum_{n,m} A_{nm} \Phi_{nm}^{(III)}(p_{nm} r) \frac{\text{ch}(\Gamma_{nm} z)}{\text{ch}(\Gamma_{nm} d/2)} \begin{cases} \cos n\varphi \\ \sin n\varphi \end{cases} -$$

$$-\frac{1}{ik\mu} \sum_{n,g} B_{ng} \Phi_{ng}^{(III)}(\gamma_{ng}^{(III)} r) \cos(p_{ng}^{(III)} z) \begin{cases} \cos n\varphi, \\ \sin n\varphi, \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \Pi_z^{e(III)} = & - \sum_{n,m} C_{nm} \Psi_{nm}^{(III)} \left( q_{nm}^{(III)} r \right) \frac{\text{sh}(\Gamma'_{nm} z)}{\text{ch}(\Gamma'_{nm} d/2)} \left\{ \begin{array}{l} \sin n\varphi \\ \cos n\varphi \end{array} \right. - \\ & - \sum_{n,g} D_{ng} \Psi_{ng}^{(III)} \left( \xi_{ng}^{(III)} r \right) \sin(p_{ng} z) \left\{ \begin{array}{l} \sin n\varphi, \\ \cos n\varphi, \end{array} \right. \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_{ng}^{(II)} \left( \gamma_{ng}^{(II)} r \right) &= K_n \left( \gamma_{ng}^{(II)} r \right) / \gamma_{ng}^{(III)} K'_n \left( \gamma_{ng}^{(III)} a \right); \\ \Psi_{ng}^{(II)} \left( \xi_{ng}^{(II)} r \right) &= K_n \left( \xi_{ng}^{(II)} r \right) / p_{ng} \xi_{ng}^{(II)} K_n \left( \xi_{ng}^{(II)} a \right); \\ \Phi_{nm}^{(III)} \left( p_{nm}^{(III)} r \right) &= J_n \left( p_{nm}^{(III)} r \right) / p_{nm}^{(III)} J_n \left( p_{nm}^{(III)} a \right); \\ \Phi_{ng}^{(III)} \left( \gamma_{ng}^{(III)} r \right) &= \dot{I}_n \left( \gamma_{ng}^{(III)} r \right) / \gamma_{ng}^{(III)} \dot{I}'_n \left( \gamma_{ng}^{(III)} a \right); \\ \Psi_{nm}^{(III)} \left( q_{nm}^{(III)} r \right) &= J_n \left( q_{nm}^{(III)} r \right) / q_{nm}^{(III)} \Gamma'_{nm} J'_n \left( q_{nm}^{(III)} a \right); \\ \Psi_{ng}^{(III)} \left( \xi_{ng}^{(III)} r \right) &= \dot{I}_n \left( \xi_{ng}^{(III)} r \right) / \xi_{ng}^{(III)} p_{ng} \dot{I}'_n \left( \xi_{ng}^{(III)} a \right), \end{aligned}$$

где  $B_{ng}(D)$  — амплитуда магнитных (электрических) волн;  $K_n \left( \gamma_{ng}^{(II)} r \right)$ ,  $K'_n \left( \gamma_{ng}^{(II)} a \right)$  — функция Макдональда и производная функции Макдональда  $n$ -го порядка соответственно;  $\dot{I}_n \left( \gamma_{ng}^{(III)} r \right)$ ,  $\dot{I}'_n \left( \gamma_{ng}^{(III)} a \right)$  — модифицированная функция Бесселя  $n$ -го порядка и ее производная;

$$\gamma_{ng}^{(II,III)} = \left( p_{ng}^{(II,III)} - k^2 \varepsilon \mu \right)^{1/2}; \quad p_{ng}^{(II,III)} = \pi g/d;$$

$$\xi_{ng}^{(II,III)} = \left( p_{ng}^{(II,III)} - k^2 \varepsilon \mu \right)^{1/2};$$

$$\Gamma'_{nm} = \left( q_{nm}^{(I)2} - k^2 \varepsilon \mu \right)^{1/2}; \quad \Gamma_{nm} = \left( p_{nm}^{(I)2} - k^2 \varepsilon \mu \right)^{1/2}$$

— продольные волновые числа электрических ( $\Gamma'_{nm}$ ) и магнитных ( $\Gamma_{nm}$ ) типов волн.

Тангенциальные компоненты электрического поля электромагнитных волн во всех областях и на их границах при используемой записи векторов Герца (1)–(6) тождественно и почленно удовлетворяют всем граничным условиям. Выполнение граничных условий относительно тангенциальных магнитных компонент приводит к системе функциональных уравнений. Воспользовавшись процедурой проектирования полученных уравнений на систему собственных функций круглого, а затем радиального волноводов и выполнив ряд преобразований, получим следующие две бесконечные системы линейных алгебраических

уравнений II рода относительно неизвестных амплитуд электромагнитного поля  $A_{nk}$ ,  $D_{ng}$

$$A_{nk} - \frac{1}{\alpha_{nk}} \sum_{m=1}^{\infty} A_{nm} Q_{nm} + \frac{1}{\alpha_{nk}} \sum_{g=1,3,\dots}^{\infty} D_{ng} P_{ng} = 0, \quad (7)$$

$$D_{ng} + \frac{1}{\beta_{ng}} \sum_{g=1,3,\dots}^{\infty} D_{ag} Q'_{ng} + \frac{1}{\beta_{ng}} \sum_{m=1}^{\infty} A_{nm} P'_{nm} = 0, \quad (8)$$

где

$$Q_{nm} = \sum_{1,3,\dots}^{\infty} \frac{1}{\mu} \frac{4ap_{nm}^2 p_{ng}^2}{(p_{nm}^2 + \gamma_{ng}^2)(p_{ng}^2 + \Gamma_{nm}^2) F_{ng} \gamma_{ng}^2 d},$$

$$Q'_{ng} = \sum_{m=1}^{\infty} \frac{8\gamma_{ng}^4 k^2 \varepsilon^2 \mu \xi_{ng}}{f'_{nm} p_{ng}^2 (q_{nm}^2 + \xi_{ng}^2) (p_{ng}^2 + \Gamma_{nm}^2) (n^2/a^2 p_{ng}^2 + \gamma_{ng}^2) nd F_{ng}},$$

$$P_{ng} = (-1)^g k^2 \varepsilon \frac{n}{p_{nm} p_{ng} \xi_{ng}},$$

$$P'_{nm} = (-1)^g \frac{4\gamma_{ng}^2}{p_{nm} (\Gamma_{nm}^2 + p_{ng}^2)} \frac{\Gamma_{nm}^2 \gamma_{ng}^2 - p_{nm}^2 p_{ng}^2}{(n^2/a^2 p_{ng}^2 + \gamma_{ng}^4) p_{ng} d},$$

$$\alpha_{nk} = f_{nk} \frac{a^2}{2} \left(1 - \frac{n^2}{p_{nk}^2 a^2}\right); \quad \beta_{ng} = \frac{k^2 \varepsilon \mu \gamma_{ng}^4 F'_{ng}}{(n/a) p_{ng} (n^2/a^2 p_{ng}^2 + \gamma_{ng}^4) F'_{ng}},$$

$$f_{nk} = \gamma_{\alpha} + \frac{\Gamma_{nm}}{\mu} \operatorname{th}(\Gamma_{nm} d/2),$$

$$f'_{nm} = \frac{1}{\gamma'_{\alpha}} + \varepsilon \frac{1}{\Gamma'_{nm}} \operatorname{th}(\Gamma'_{nm} d/2),$$

$$F_{ng} = -\frac{1}{\gamma_{ng}^2 a} \frac{1}{\dot{I}'_n(\gamma_{ng} a) K'_n(\gamma_{ng} a)},$$

$$F'_{ng} = -\frac{1}{p_{ng}} \frac{1}{\xi_{ng} a} \frac{1}{\dot{I}_n(\xi_{ng} a) K_n(\xi_{ng} a)}.$$

Система уравнений (7), (8) описывает аксиально-несимметричные линейно поляризованные  $HE_{nmg}$  ( $EH_{nmg}$ )-колебания в волноводном разветвлении. При рассмотрении кругополяризованных колебаний этого же вида система уравнений отличается от приведенной выше тем, что в уравнении (7) в третьем слагаемом появляется множитель  $-i$ , а в уравнении (8) множитель  $i$  появляется в первом и втором слагаемых, где  $i = \sqrt{-1}$ .

## Анализ полученных результатов

К классу аксиально-симметричных колебаний в волноводном разветвлении можно перейти, положив в уравнениях (7), (8)  $n = 0$ . В этом случае система уравнений распадается на следующие два не связанных между собой уравнения:

$$A_{0k} - \frac{1}{\alpha_{0k}} \sum_{m=1}^{\infty} A_{0m} Q_{0m} = 0, \quad (9)$$

$$D_{0g} + \frac{1}{\beta_{0g}} \sum_{g=1,3,\dots}^{\infty} D_{0g} Q'_{0g} = 0. \quad (10)$$

Уравнение (9) описывает колебания  $H_{0kg}$ -типа и совпадает с выражением, полученным в работе [3], а уравнение (10) — колебания  $E_{0mg}$ -типа.

Рассмотрим случай, когда продольная компонента электрического поля ( $E_z$ ) равна нулю. Это соответствует переходу к рассмотрению аксиально-несимметричных колебаний  $H_{nkg}$ -типа. Полагая в уравнении (7)  $D_{ng} = 0$ , получаем выражение, по структуре совпадающее с выражением для аксиально-симметричных колебаний магнитного типа. Аналогично при равенстве нулю продольной компоненты магнитного поля ( $H_z$ ) из уравнения (8) следует расчетное соотношение для  $E_{nmg}$ -колебаний. Структуры выражений для аксиально-симметричных и аксиально-несимметричных колебаний совпадают с хорошо исследованными системами, описанными в работах [5,6]. Поэтому можно предположить, что выводы, сделанные относительно единственности решения системы уравнений, ее сходимости, наличия морсовских критических точек и т.д., применимы к исследуемым нами системам.

Учитывая результаты, полученные далее, следует отметить, что требование выполнения условия  $E_z = 0$  или  $H_z = 0$  приводит к возможности существования такого типа колебания только в области вблизи критических длин волн круглого и радиального волноводов.

Далее остановимся на случае, когда в изучаемой структуре в каждом волноводе существует по одной затухающей гибридной волне. Равенство нулю определителя системы уравнений (7), (8) приводит к следующему дисперсионному уравнению:

$$\left[ \frac{1}{F_{11}} \frac{p_{11}^2}{p_{11}^2 + \gamma_{11}^2} \frac{1}{\gamma_{11}^2} \frac{p_{21}^2}{\Gamma_{11}^2 + p_{21}^2} - \mu f_{11} \frac{ad}{8} \left( 1 - \frac{1}{p_{11}^2 a^2} \right) \right] \times \\ \times \left[ \frac{p_{21}}{\gamma_{11}} (q_{11}^2 + \xi_{11}^2) (\Gamma_{11}^2 + p_{21}^2) F'_{11} + \frac{\varepsilon}{f'_{11}} \frac{8}{ad} \right] - \\ - \frac{1}{a^2} \frac{1}{p_{11}^2} \frac{1}{\xi_{11}^2} \frac{\Gamma_{11}^2 + p_{21}^2}{\Gamma_{11}^2 + p_{21}^2} (q_{11}^2 + \xi_{11}^2) (\Gamma_{11}^2 - p_{11}^2 p_{21}^2 / \gamma_{11}^2) = 0. \quad (11)$$

Левое слагаемое уравнения (11) представляет собой произведение двух выражений, первое из которых описывает колебание  $H_{111}$ -типа,

а второе —  $E_{111}$ -типа. В этом уравнении второе слагаемое отражает факт взаимосвязи колебаний электрического и магнитного типов. По внешнему виду это выражение является аналогом дисперсионных уравнений, получаемым при решении задач электродинамики с помощью гибридных волн, а также для колебаний аксиально-симметричных типов при наличии между ними межтиповой связи [6].

В анализируемой структуре можно выделить две разновидности (два класса) свободных неизлучающих колебаний: собственные гибридные колебания в волноводном разветвлении с диэлектриком (постоянные затухания  $\gamma_{11}$ ,  $\Gamma_{11}$ ,  $\Gamma'_{11}$  и т.д. — действительные величины) и собственные гибридные колебания с постоянной распространения в области разветвления  $\Gamma_{11}$  — мнимой величиной, тогда как все остальные — действительные (аналог колебания волноводно-диэлектрического типа). К последнему классу можно отнести и колебания, когда в области разветвления мнимой величиной становится также  $\Gamma'_{11}$ , однако на рассмотрении такого случая в настоящей работе мы останавливаться не будем.

### Собственные гибридные колебания в разветвлении

Возможная область существования этого типа колебания определяется условием обеспечения заурядности для рабочего диапазона частот всех частичных областей, образующих разветвление. Для собственного гибридного колебания  $HE_{111}(EH_{111})$  выполнение одного из условий  $\Gamma_{11} = 0$  или  $\gamma_{11} = 0$  приводит к его исчезновению. Условие  $\Gamma_{11} = 0$  дает значение резонансной длины волны этого колебания, равное  $\lambda = \mu_{11}\sqrt{\epsilon\mu}$  критической длине волны волны круглого волновода с магнитодиэлектрическим заполнением. Требование выполнения второго условия ( $\gamma_{11} = 0$ ) приводит к выражению  $\lambda = 2d\sqrt{\epsilon\mu}$ , т.е. резонансная длина волны рассматриваемого типа колебания не может быть меньше критической длины волны радиального волновода.

Структура силовых линий электромагнитного поля рассматриваемого типа колебания имеет вид, приведенный на рис. 1, где штриховой линией показаны магнитные силовые линии, а сплошными линиями — электрические.

### Собственные гибридные колебания волноводно-диэлектрического типа

Условиями существования колебания  $HE_{111}(EH_{111})$  из этого класса резонансных колебаний разветвления является заурядность отрезков круглого волновода (область I), радиального волновода с магнито-диэлектрическим заполнением (постоянные распространения  $\gamma_\alpha$ ,  $\gamma_{11}$  — действительные величины) и возможности существования в области разветвления хотя бы одного основного ( $H_{11}$ ) распространяющегося типа волны круглого волновода ( $\Gamma_{11}$  — мнимая величина). Резонансная длина волны рассматриваемого типа колебания лежит в диапазоне  $\lambda_{кр} < \lambda < \lambda_{кр\epsilon\mu}$ , где  $\lambda_{кр}$  — критическая длина волны пустого круглого волновода, а  $\lambda_{кр\epsilon\mu}$  — круглого волновода, заполненного магнито-диэлектриком. Структура электромагнитного поля для  $HE_{111}$ -колебания

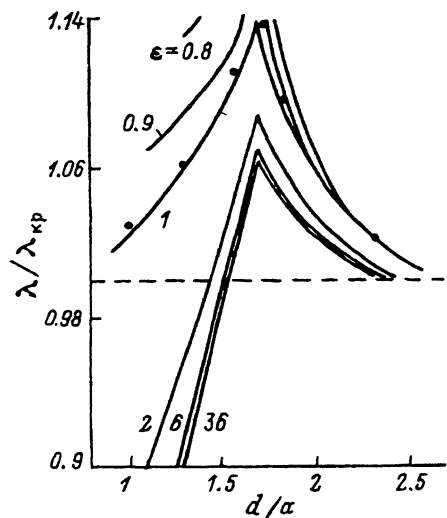


Рис. 2. Кривые зависимости нормированной резонансной длины волны  $HE_{11}$ -колебания от соотношения размеров радиального и круглого волноводов для ряда значений диэлектрической проницаемости.

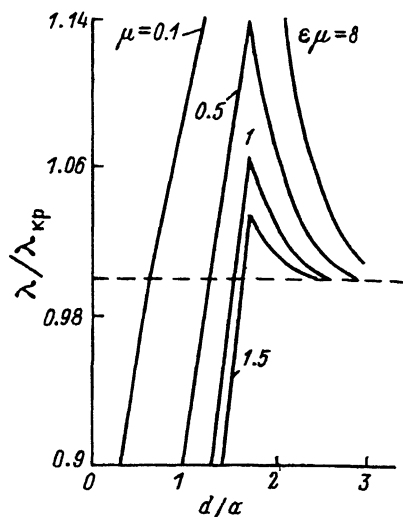


Рис. 3. Кривые зависимости нормированной резонансной длины волны  $HE$ -колебания от соотношения размеров радиального и круглого волноводов для феррита с  $\epsilon\mu = 8$  и ряда значений магнитной проницаемости.

соответствует структуре, приведенной на рис. 1. Различие только в характере кривизны линий электромагнитного поля и уменьшенной его степени проникновения в радиальный волновод (область II). Описанию структуры этого типа колебания уделено внимание также в работе [1].

На рис. 2 приведены расчетные кривые зависимости  $\lambda$  от величины  $d/a$  для ряда значений диэлектрической проницаемости материала, заполняющего радиальный волновод. Для значений диэлектрической проницаемости  $\epsilon < 1$  в качестве заполнения может быть использован однородный плазменный слой при условии  $\omega \gg \nu$  ( $\omega$  — рабочая циклическая частота,  $\nu$  — частота столкновений). Расчет выполнен при использовании выражения (11). Точка экстремума кривых соответствует равенству постоянных затухания в радиальном и круглом волноводах с диэлектриком. Слева от этой точки  $\lambda$  нормирована на критическую длину волны круглого волновода, а справа — на критическую длину волны радиального волновода. Этой точке соответствует также равная степень проникновения поля в волноводы, образующие разветвление. Участки кривых, лежащих выше  $\lambda/\lambda_{кр \max} = 1$ , относятся к собственным колебаниям разветвления с диэлектриком, а ниже, к колебаниям волноводно-диэлектрического типа.

При заполнении области разветвления и радиального волновода магнитодиэлектриком кривые, характеризующие зависимость  $\lambda/\lambda_{кр \max}$  от величины  $d/a$  для одного из типичного значения  $\epsilon\mu = 8$  СВЧ ферритов и набора величины  $\mu$ , приведены на рис. 3. Анализ кривых на рис. 2, 3 позволяет сделать вывод, что уменьшение диэлектрической проницаемости, как и уменьшение магнитной проницаемости, приводит к расширению области существования и увеличению нормированной резонансной длины волны собственного ко-



лебания разветвления. Для всех приведенных на рис. 3 значений  $\mu$  существуют колебания волноводно-диэлектрического типа, которые для случая плазменного слоя отсутствуют. Расчет  $\lambda$  колебаний типа волноводно-диэлектрического резонанса (ВДР), выполненный для рассматриваемой структуры с помощью уравнения (11) и в соответствии уравнением для резонансной длины волны резонатора на круглом запердельном волноводе с диэлектрическим диском для колебания  $H_{111}$ , показывает их хорошее совпадение для значений  $d/a \leq 0.3-0.4$ , причем изменение величины  $\epsilon$  незначительно сказывается на расхождении результатов расчета.

Экспериментально исследовалось несколько волноводных разветвлений, отличающихся внутренним диаметром круглого волновода и диаметром радиального волновода. Ввод и вывод энергии из резонансной системы осуществлялся с помощью петлевых элементов связи. Регулировка величины связи резонатора с волноводным трактом измерителя КСВН и затуханий осуществлялась путем изменения расстояния от элементов связи до области пересечения волноводов. Были проведены измерения резонансных частот пустого волноводного разветвления при изменении расстояния между плоскостями радиального волновода в двух-трехсантиметровом диапазоне длин волн. В точке совпадения постоянных затухания круглого и радиального волноводов добротность собственных колебаний составляла величину 3000. Экспериментально измеренные значения резонансной частоты приведены на рис. 2 в виде черных кружков. Различие между расчетными и экспериментальными данными не превышало 1.5%. При исследовании собственных колебаний с диэлектрическим заполнением области разветвления и радиального волновода использовались материалы с малыми диэлектрическими потерями на СВЧ: фторопласт, полистирол, поликор. Материалы этих же типов использовались и при исследовании разветвления в режиме колебаний типа ВДР. Различие между резонансными частотами, полученными в результате расчета, и экспериментально измеренными для этого режима работы разветвления оказались меньше, чем для случая собственных колебаний в разветвлении со всеми запердельными областями. В ряде случаев при измерениях, выполненных для разветвления с диэлектрическими материалами в обоих режимах реализации собственных колебаний, наблюдалось снятие поляризационного вырождения этих типов колебаний.

## Заключение

В настоящей работе проведено исследование свободных колебаний в волноводном разветвлении круглого и радиального волноводов. Выделены и рассмотрены два класса неизлучающих колебаний: собственные колебания при запердельности всех участков разветвления и собственные колебания волноводно-диэлектрического типа. Использование представления поля в виде гибридных волн позволило достичь хорошего совпадения теоретических и экспериментальных результатов уже в приближении существования в каждом из волноводов по одной гибридной волне. Следует заметить, что аналогичные изученным колебания могут иметь место при рассмотрении других классов колебаний (акустических, спиновых и т.д.)

## Список литературы

- [1] Коробкин В.А., Макеев Ю.Г., Катрич Н.П. и др. // ПТЭ. 1981. № 4. С. 156.
  - [2] Коробкин В.А., Макеев Ю.Г. А.С. № 1117538. БИ. 1984. № 37. 55 с.
  - [3] Коробкин В.А., Макеев Ю.Г. // РЭ. 1987. Т. 32. № 3. С. 526.
  - [4] Астиопенко И.А., Моторненко А.П. // РЭ. 1991. Т. 36. № 7. С. 1398.
  - [5] Шестопалов В.П. Спектральная теория и возбуждение открытых структур. Киев: Наукова думка, 1987.
  - [6] Шестопалов В.П. Морсовские критические точки дисперсионных уравнений. Киев: Наукова думка, 1992.
  - [7] Власов А.Г. // Вопросы динамической теории распространения сейсмических волн. Л., 1959. Вып. 3. С. 403-463.
-