

✓ К-14038

✓ П305754

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 248

ФИЗИКА И ТЕХНИКА САНТИМЕТРОВЫХ,
МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ
ВОЛН

1983

1 р. 10 к.



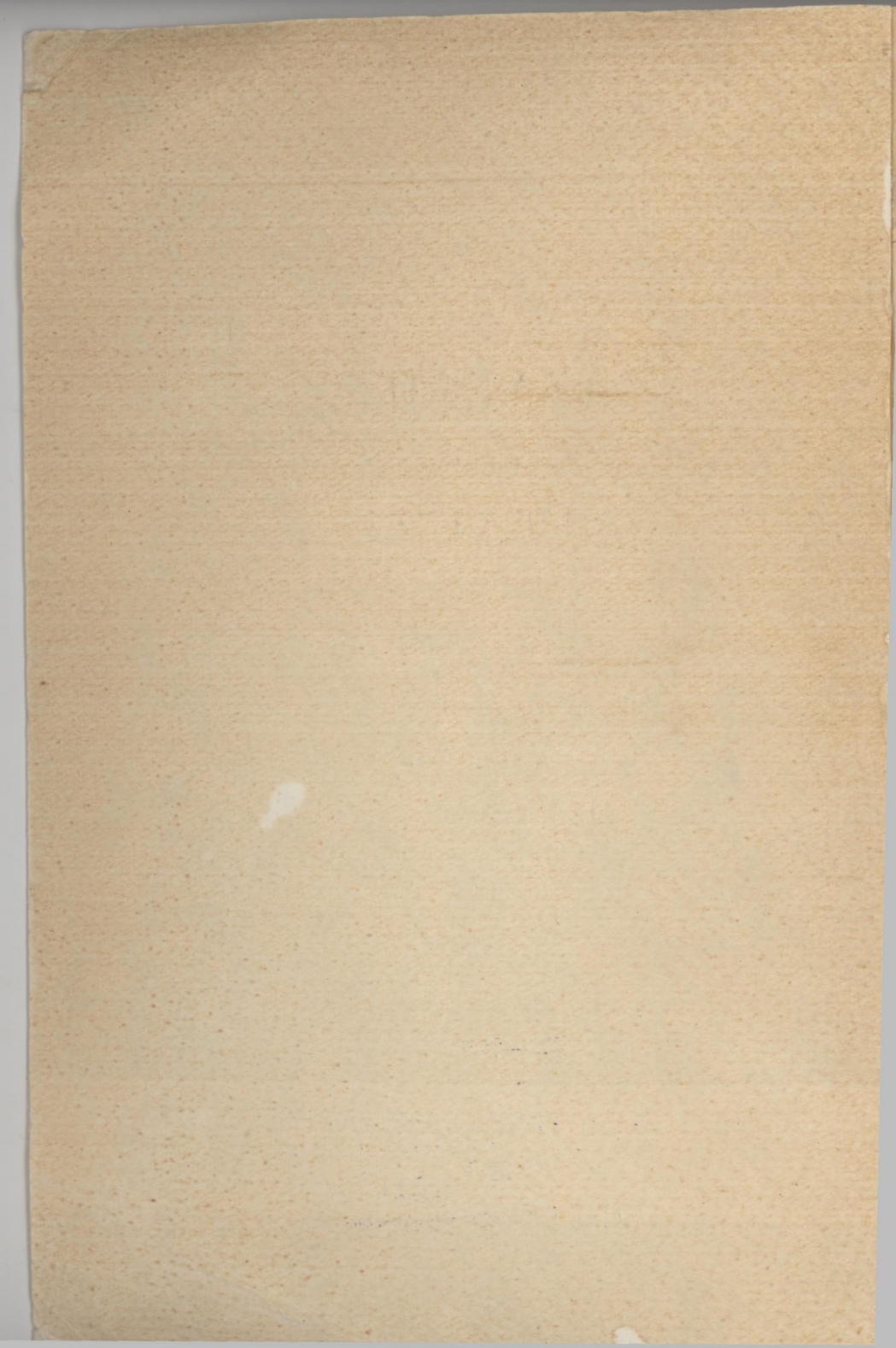
Вестн. Харьк. ун-та, 1983, № 248, 1—112.

V.N. Karazin Kharkiv National University



00256909

9



МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО
СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ УССР

ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 248

**ФИЗИКА И ТЕХНИКА САНТИМЕТРОВЫХ,
МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ
ВОЛН**

Основан в 1971 г.

ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
ИЗДАТЕЛЬСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ
«ВИЩА ШКОЛА»
1983

691

УДК 621.3

Физика и техника сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн: Вестн. Харьк. ун-та, № 248.— Х.: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1983.—112 с.

В вестнике рассмотрены вопросы распространения электромагнитных волн в закрытых и открытых системах, физики и техники устройств сантиметрового, миллиметрового, субмиллиметрового и оптического диапазонов волн, эффектов в полупроводниках и радиоспектроскопии.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1983 г.

Для научных работников и специалистов

Редакционная коллегия: Н. А. Хижняк (отв. ред), Л. Д. Степин (отв. секр.), Н. Н. Горобец, В. Я. Двадненко, В. М. Кузьмичев, В. А. Мисюра, Э. Д. Прохоров, В. М. Седых, О. А. Третьяков.

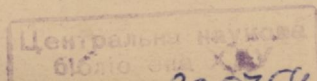
Печатается по решению Ученого совета радиофизического факультета (протокол № 3 от 19 февраля 1982 г.)

Адрес редакционной коллегии: 310077, Харьков-77, пл. Дзержинского, 4, университет, радиофизический факультет, тел. 40-14-76

Редакция естественнонаучной литературы

В 1704040000 — 093
М226(04) — 83

© Харьковский
государственный
университет, 1983



Н. М. БОГОМОЛОВ, Н. П. ЖУК, О. А. ТРЕТЬЯКОВ

РАССЕЯНИЕ ВОЛН НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВКЛЮЧЕНИИ
В ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЕ

В данной работе сформулированы интегральные уравнения электродинамики для задачи о рассеянии волн на магнито-диэлектрическом теле, погруженном в плоскостойкую среду, и исследован переходный оператор для диэлектрического включения, характеризующий рассеивающие свойства последнего. При выводе интегральных уравнений мы следуем идеям работ [1, 2], а понятие переходного оператора заимствовано из работы [3]. Основные результаты данной работы — выражения (2) для электромагнитного поля источников в плоскостойкой среде, уравнения (8) для внутреннего поля включения и асимптотические формулы (10), (11) для переходного оператора. Соотношения (2), (8) могут оказаться полезными в задачах о возбуждении и рассеянии электромагнитных волн в плоскостойкой среде, а (10), (11) — в задаче об эквивалентных параметрах плоскостойкой среды со случайными диэлектрическими включениями.

1. Пусть среда, неограниченная по горизонтальным координатам x, y , характеризуется магнитной проницаемостью $\mu(z)$ и диэлектрической проницаемостью $\epsilon(z)$. Слоистый характер среды заключается в том, что имеют место следующие обстоятельства либо их сочетания: а) параметры ϵ, μ зависят от вертикальной координаты z ; б) среда ограничена по z одной или двумя идеально проводящими горизонтальными плоскостями. Положим для большей общности, что среда является одноосной с оптической осью вдоль z : $\vec{\alpha} = \alpha_t \vec{I}_t + \alpha_z \vec{I}_z$, $\alpha = \mu, \epsilon$, где $\vec{I}_t = x_0 x_0 + y_0 y_0$, $\vec{I}_z = z_0 z_0$, x_0, y_0, z_0 — орты соответствующих осей. Решение уравнений Максвелла для монохроматического ($\sim e^{-i\omega t}$) поля в такой среде

$$\nabla \times \vec{E} - i k_0 \mu \cdot \vec{H} = - (4\pi/c) \vec{M}, \quad \nabla \times \vec{H} + i k_0 \epsilon \cdot \vec{E} = (4\pi/c) \vec{I}, \quad k_0 = \omega/c, \quad (1)$$

удовлетворяющее надлежащим граничным условиям, выражаем через электрический $\vec{A}_e$ и магнитный $\vec{A}_m$ векторные потенциалы

$$\vec{E} = - (1/i k_0) (k_0^2 \vec{I} + L_\mu) \cdot \vec{A}_e - \epsilon^{-1} \cdot \nabla \times \vec{A}_m, \quad (2)$$

$$\vec{H} = \mu^{-1} \cdot \nabla \times \vec{A}_e - (1/ik_0) (k_0^2 I + L_e) \cdot \vec{A}_m,$$

$$L_\mu \equiv \nabla \frac{1}{\varepsilon_t(z)} \left(\frac{\nabla_t}{\mu_z(z)} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{\vec{z}_0}{\mu_t(z)} \right); \quad L_\mu \rightarrow L_e, \mu \leftrightarrow \varepsilon,$$

$I = I_t + I_z$ — единичная диада, $\nabla_t \equiv \vec{x}_0 \partial / \partial x + \vec{y}_0 \partial / \partial y$. В результате приходим к уравнениям для

$$(\nabla \times \mu^{-1} \cdot \nabla \times I - k_0^2 \varepsilon - \varepsilon \cdot L_\mu) \cdot \vec{A}_e = (4\pi/c) \vec{J}, \quad (3)$$

$$(\nabla \times \varepsilon^{-1} \cdot \nabla \times I - k_0^2 \mu - \mu \cdot L_e) \cdot \vec{A}_m = (4\pi/c) \vec{M},$$

решение которых находим с помощью диадных функций Грина $f_v, v=e, m$, соответствующих краевых задач:

$$\begin{aligned} \vec{A}_e(\vec{R}) &= (4\pi/c) \int f_e(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \vec{J}(\vec{R}') d\vec{R}', \quad \vec{A}_m(\vec{R}) = \\ &= (4\pi/c) \int f_m(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \vec{M}(\vec{R}') d\vec{R}'. \end{aligned} \quad (4)$$

Уравнения для f_v получаются формально из (3), если в них заменить $\vec{A}_v(\vec{R}) \rightarrow f_v(\vec{R}, \vec{R}')$ и поставить справа источник $I\delta(\vec{R} - \vec{R}')$. Можно показать, что эти функции выражаются через скалярные потенциалы $H_\alpha(\vec{R}, \vec{R}')$, $\alpha = \mu, \varepsilon \in W(\vec{R}, \vec{R}')$ и $Q(\vec{R}, \vec{R}')$:

$$f_e(\vec{R}, \vec{R}') = -\mu_t(z) [I_z H_\varepsilon / \varepsilon_z(z') + \vec{z}_0 \nabla_t W + I_t H_\mu / \mu_t(z)], \quad (5)$$

$$f_m(\vec{R}, \vec{R}') = -\varepsilon_t(z) [I_z H_\mu / \mu_z(z') + \vec{z}_0 \nabla_t Q + I_t H_\varepsilon / \varepsilon_t(z)].$$

Основные потенциалы H_α удовлетворяют стандартным уравнениям математической физики:

$$[D_\alpha + k_\alpha^2(z) + \nabla_t^2] H_\alpha(\vec{R}, \vec{R}') = \alpha_z(z) \delta(\vec{R} - \vec{R}'), \quad \alpha = \mu, \varepsilon, \quad (6)$$

$$D_\alpha = \alpha_z(z) (\partial / \partial z (\alpha^{-1}_t(z) \partial / \partial z)); \quad k_\varepsilon^2 = k_0^2 \varepsilon_z \mu_t, \quad k_\mu^2 = k_0^2 \mu_z \varepsilon_t,$$

а потенциалы W, Q сводятся к этим основным; например,

$$\nabla_t^2 W(\vec{R}, \vec{R}') = \varepsilon_t^{-1}(z') \partial H_\varepsilon(\vec{R}, \vec{R}') / \partial z' + \mu_t^{-1}(z) \partial H_\mu(\vec{R}, \vec{R}') / \partial z \quad (7)$$

(аналогичное выражение для Q получается из (7) заменой справа $\mu \leftrightarrow \varepsilon$). На идеально проводящей плоскости $z = \text{const}$ должны выполняться условия $H_\mu = \partial H_\varepsilon / \partial z = 0$. Представление (5) функций Грина f_v для векторных потенциалов через скалярные потенциалы (6), (7) получено, видимо, впервые.

2. Пусть в описанную в пункте 1 плоскостной среде погружено включение, которое занимает область V_p и характеризуется материальными параметрами $\tilde{\mu}(\vec{R})$, $\tilde{\varepsilon}(\vec{R})$. Поле $\vec{E}$, $\vec{H}$ в этом случае можно рассматривать как сумму первичного поля $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$, которое существовало бы в слоистой среде в отсутствие включения, и рассеянного поля, которое создается токами поляризации

$$\vec{J}_p = -ik_0 c \delta_{\varepsilon} \cdot \vec{E} / 4\pi, \vec{M}_p = -ik_0 c \delta_{\mu} \cdot \vec{H} / 4\pi, \delta_{\alpha}(\vec{R}) =$$

$$= \alpha(z) - \tilde{\alpha}(\vec{R}), \alpha = \mu, \varepsilon.$$

Из формул (2) с учетом (4) получаются следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \vec{E}(\vec{R}) = & \vec{E}_0(\vec{R}) + (k_0^2 I + L_{\mu}) \cdot \int_{V_p} f_e(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \delta_{\varepsilon}(\vec{R}') \cdot \vec{E}(\vec{R}') d\vec{R}' + \\ & + ik_0 \varepsilon^{-1}(z) \cdot \nabla \times \int_{V_p} f_m(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \delta_{\mu}(\vec{R}') \cdot \vec{H}(\vec{R}') d\vec{R}', \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \vec{H}(\vec{R}) = & \vec{H}_0(\vec{R}) + (k_0^2 I + L_{\varepsilon}) \cdot \int_{V_p} f_m(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \delta_{\mu}(\vec{R}') \cdot \vec{H}(\vec{R}') d\vec{R}' - \\ & - ik_0 \mu^{-1}(z) \cdot \nabla \times \int_{V_p} f_e(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \delta_{\varepsilon}(\vec{R}') \cdot \vec{E}(\vec{R}') d\vec{R}'. \end{aligned}$$

При $\vec{R} \in V_p$ эти соотношения образуют систему интегральных уравнений для поля внутри включения. Они обобщают известные результаты Н. А. Хижняка [1] на случай плоскостной среды.

3. Примем, что магнитные проницаемости включения и окружающей среды совпадают: $\tilde{\mu} = \mu$. Свяжем с этим включением местную декартову прямоугольную систему координат с центром в точке $\vec{R}_0 = (\vec{r}_0, z_0) \in V_p$, $\vec{r} = (x, y)$. Введем в рассмотрение переходный оператор $\sigma \equiv \int_{V_p} \sigma(\vec{R}, \vec{R}'; \vec{R}_0) \dots d\vec{R}'$, который связывает поляризационный ток с первичным электрическим полем:

$\vec{J}_p = \sigma \cdot \vec{E}_0$. Уравнение для переходного оператора, получаемое из (8):

$$\begin{aligned} \sigma(\vec{R}, \vec{R}'; \vec{R}_0) = & \delta_{\varepsilon}(\vec{R}) \cdot [(k_0^2 I + L_{\mu}) \cdot \int_{V_p} f_e(\vec{R}, \vec{R}') \cdot \sigma(\vec{R}'', \vec{R}'; \vec{R}_0) d\vec{R}'' - \\ & - (ik_0 c / 4\pi) I \delta(\vec{R} - \vec{R}')], \end{aligned} \quad (9)$$

позволяет сделать следующие выводы о свойствах этого оператора: а) $\sigma(\vec{R}, \vec{R}'; \vec{R}_0) \equiv 0$ при $\vec{R} \in V_p$ либо $\vec{R}' \in V_p$; б) если материал включения характеризуется симметричной диадой $\tilde{\epsilon}(\vec{R}) = \tilde{\epsilon}^T(\vec{R})$, то $\sigma(\vec{R}, \vec{R}'; \vec{R}_0) = \sigma^T(\vec{R}', \vec{R}; \vec{R}_0)$, где T означает операцию транспонирования; в) величина $\sigma(\vec{R}, \vec{R}'; \vec{R}_0)$ является разностной функцией $\vec{r}, \vec{r}'$ и $\vec{r}_0$: $\sigma(\vec{R}, \vec{R}'; \vec{R}_0) = \sigma(\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{r}' - \vec{r}_0, z, z', z_0)$, где $\sigma(\vec{r}, \vec{r}', z, z', z_0)$ есть переходный оператор для эталонного включения — с центром в $\vec{R}_0 = (0, z_0)$.

В борновском приближении, когда включение слабо искажает падающее на него поле — для постоянных скалярных величин $\mu, \epsilon, \tilde{\epsilon}$ соответствующий критерий имеет вид $k_0 L \sqrt{\epsilon} |\epsilon/\epsilon - 1| \ll 1$, где L — наибольший размер включения, — величина σ находится приближенно, если оборвать ряд итераций для σ , получаемый из (9), на втором члене этого ряда:

$$\sigma(\vec{R}, \vec{R}'; \vec{R}_0) = -(ik_0 c/4\pi) \delta_\epsilon(\vec{R}) \cdot [I \delta(\vec{R} - \vec{R}') + (k_0^2 I + L_\mu) \cdot f_e(\vec{R}, \vec{R}) \cdot \delta_\epsilon(\vec{R}')]. \quad (10)$$

Если размеры включения малы по сравнению с длиной волны в окружающей среде и в материале включения, можно полагать, что поле, рассеяное включением, возбуждается поляризацион-

ным источником $\vec{I}_p(\vec{R}) = (ik_0 c/4\pi) \delta(\vec{R} - \vec{R}_0) \vec{p}_e, \vec{p}_e = \int_{V_p} \delta_\epsilon(\vec{R}') \rightarrow \vec{E}(\vec{R}') dv$, дипольный момент которого $\vec{p}_e$ локальным образом связан с первичным полем $\vec{E}_0$: $\vec{p}_e = \tau \cdot \vec{E}_0(\vec{R}_0)$ — диадой поляризуемости τ . Для этого случая, очевидно:

$$\sigma(\vec{R}, \vec{R}'; \vec{R}) = -(ik_0 c/4\pi) \delta(\vec{R} - \vec{R}_0) \delta(\vec{R}' - \vec{R}_0) \tau. \quad (11)$$

Так, например, если а) $\epsilon, \mu, \tilde{\epsilon}$ — постоянные величины, причем ϵ, μ — скаляры, а $\tilde{\epsilon}$ — диада, матрица которой в местной системе координат равна $\|\epsilon\|$; б) форма включения есть эллипсоид объемом V , уравнение которого в местной системе координат имеет вид $x'^2/a^2 + y'^2/b^2 + z'^2/c^2 = 1$, для величины τ в работах [1, 4] получено выражение

$$\tau = V (A^T, \tilde{\epsilon}_p \cdot A - \epsilon I) \cdot [1 + A^T \cdot Q \cdot (\tilde{\epsilon}_p - \epsilon I) \cdot A/4\pi\epsilon]^{-1}, \quad (12)$$

где ε_p и A — диады, матрицы которых в „абсолютной“ системе координат x, y, z совпадают соответственно с $\|\tilde{\varepsilon}\|$ и матрицей, посредством которой координаты x', y', z' выражаются через

$$x - x_0, y - y_0, z - z_0; Q = J_1 \vec{x} \vec{x}_0 + J_2 \vec{y} \vec{y}_0 + J_3 \vec{z} \vec{z}_0;$$

$$J_1 = 2\pi abc \int_0^\infty ds / (a^2 + s) R(s), J_2 = 2\pi a bc \int_0^\infty ds / (b^2 + s) R(s),$$

$$J_3 = 2\pi abc \int_0^\infty ds / (c^2 + s), R(s), R(s) = [(a^2 + s)(b^2 + s)(c^2 + s)]^{1/2}.$$

Список литературы: 1. Хижняк Н. А. Функции Грина уравнений Максвелла для неоднородных сред. — Журн. теорет. физики, 1958, 28, № 7, с. 1592—1609. 2. Вычислительные методы в электродинамике/Под ред. Р. М. Митры. — М.: Мир, 1977. — 400 с. 3. Lang R. H. Electromagnetic backscattering from a sparse distribution of lossy dielectric scatterers. — R. Sci., 1980, 16, N 1, p. 15—30. 4. Хижняк Н. А. Рассеяние электромагнитных волн на малых телах в волноводах. — Радиотехника, 1967, вып. 4, с. 88—97.

Поступила в редколлегию 08.01.82.

УДК 621.396.677

Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук, Ю. В. ЛЫТОВ

МИКРОПОЛОСКОВАЯ ВИБРАТОРНАЯ АНТЕННА

В последние годы в научно-технической литературе все большее внимание уделяется вопросам разработки и исследования различных типов микрополосковых излучателей. Эти излучатели перспективны не только как одиночные слабо-направленные антенны, но и как элементы антенных решеток, особенно в тех случаях, когда высота антенны должна быть весьма малой. В общем случае микрополосковый излучатель представляет собой плоский проводник произвольной конфигурации, расположенный над экраном на малой высоте и изолированный от него тонкой диэлектрической подложкой [1, 2]. Цепи питания излучателя располагаются обычно либо в плоскости излучателя (в случае возбуждения его микрополосковой линией), либо под излучателем (в случае возбуждения излучателя коаксиальным фидером).

По сравнению с другими типами слабовыступающих антенн, например щелевыми, микрополосковые антенны могут иметь меньший вес, меньшие габаритные размеры и, что особенно важно для практики, удовлетворять требованиям массовой технологии. Отметим также недостатки микрополосковых излучате-

лей: малая электрическая прочность, узкополосность, малая механическая прочность и вибростойкость вследствие хрупкости диэлектриков.

Существенным недостатком микрополосковых антенн является уменьшение КПД, обусловленное потерями в диэлектрике.

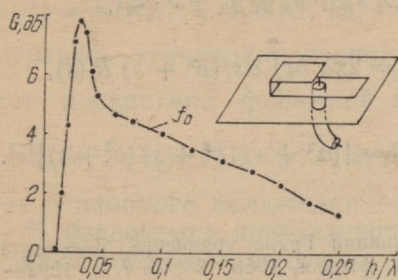


Рис. 1

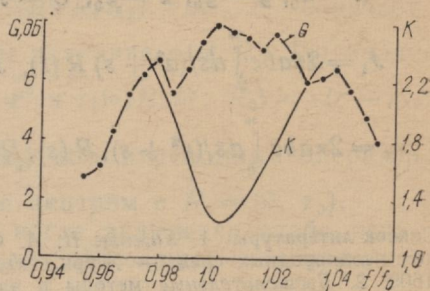


Рис. 2

Кроме того, при использовании микрополосковых излучателей в качестве элементов антенных решеток обычно возникают дополнительные ограничения на поперечные размеры излучателей и их систем возбуждения. В связи с этим проведены исследования возможностей разработки микрополоскового излучателя с повышенным коэффициентом усиления, наличие диэлектрической подложки в котором не является принципиальной необходимостью и поперечные размеры которого не превышают половины рабочей длины волны.

Идея реализации подобного излучателя основана на использовании вибратора длиной около $0,75\lambda$ (λ — резонансная длина волны излучателя), выполненного для уменьшения продольных размеров в виде несимметричной П-образной пластины. Конструкция разработанной микрополосковой антенны показана на рис. 1. Антенна содержит вибратор (длиной L и шириной S), экран и возбуждается жесткой коаксиальной линией передачи.

Как видно из рис. 1, вибратор крепится над экраном при помощи внешнего проводника возбуждающего его коаксиального фидера. Поэтому необходимость в диэлектрической подложке, фиксирующей излучатель над экраном в обычных микрополосковых антеннах, в исследуемой антенне отпадает. Заполнив же диэлектриком пространство между пластинами П-образного вибратора и пространство между вибратором и экраном, можно еще уменьшить геометрические размеры антенны.

Выполнение вибратора в виде изогнутой пластины позволяет обеспечить его эффективное возбуждение, так как изогнутая пластина вместе с экраном и экраным проводником воз-

буждающего фидера образуют три короткозамкнутых четверговолновых шлейфа с большим входным сопротивлением на резонансной частоте излучения.

Экспериментальные исследования излучателя проводились в сантиметровом диапазоне длин волн. Возбуждение антенны производилось коаксиальным кабелем с волновым сопротивлением 50 Ом без применения дополнительных согласующих устройств.

Установлено, что коэффициент усиления и согласование антенны зависит от длины L и ширины S пластинчатого вибратора, его высоты h над экраном и расстояния c между параллельными пластинами П-образного вибратора. Так, коэффициент усиления антенны особенно сильно зависит от высоты подвеса вибратора над экраном. Как видно из рис. 1, максимум коэффициента усиления достигается на резонансной частоте f_0 при высоте подвеса, равной $0,03\lambda$. Расстояние между пластинками вибратора $c=0,03\lambda$. Из экспериментов следует также, что антенна настраивается в резонанс при малых значениях h , если $h=c$. Результаты исследования частотных свойств антенны показали, что антенна, настроенная в резонанс в полосе частот $\pm 2\%$, имеет величину КСВН менее 2 (рис. 2). Коэффициент усиления антенны в этой же полосе частот не меньше 6 дБ и достигает максимального значения, равного 8 дБ, при резонансе. Следует отметить, что с увеличением ширины пластин вибратора ($0,23 < S < 0,4$) коэффициент усиления антенны снижается до 6,5 дБ, при этом зависимость $G=f(h/\lambda)$ имеет менее выраженный резонансный характер и резонансная частота излучения уменьшается. Уменьшение ширины пластин вибратора приводит к уменьшению коэффициента усиления, а также сужает рабочую полосу частот.

Исследование диаграмм направленности антенны показало, что они симметричны относительно нормали к антенне. На резонансной частоте ширина диаграмм направленности по уровню половины мощности в E и H плоскостях равны соответственно 60° и 74° . Оптимальный (в смысле обеспечения максимального значения коэффициента усиления и минимума КСВН) вариант антенны, отработанный в результате многочисленных экспериментов, имеет электрические размеры: $L \times S \times (h+c) = 0,46\lambda \times 0,23\lambda \times 0,06\lambda$ ($h=c$).

По сравнению с дисковыми микрополосковыми излучателями [1], которые также могут быть реализованы без диэлектрической подложки, исследованная вибраторная антенна имеет такие же энергетические параметры, но ее поперечные размеры существенно меньше. По сравнению же с микрополосковыми излучателями с диэлектрической подложкой и такими же плоскостными размерами [2] П-образный вибратор имеет выигрыш в усилении на 2—3 дБ. Таким образом, разработанная конструкция микрополосковой вибраторной антенны является весь-

ма перспективной при использовании ее в качестве элементов антенных решеток: обладает малыми поперечными размерами и достаточно высоким коэффициентом усиления.

Список литературы: 1. *Howell I. G.* Microstrip antennas. — *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, January, 1975, p. 90—93. 2. *Стахова Н. Е.* Микрополосковый излучатель — элемент конформной антенной решетки. — В кн.: *Устройства, элементы и методы комплексной миниатюризации РЭА*. Казань, 1979, с. 45—47.

Поступила в редколлегию 26.01.82.

УДК 621.326.677.7

Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук, Т. К. МОКАН,
Л. В. ОРЛОВА

ВЛИЯНИЕ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ РАЗМЕРОВ РАСКРЫВА ВОЛНОВОДНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ НА ИХ СОГЛАСОВАНИЕ

В современной антенной технике большое внимание уделяется созданию малогабаритных антенных излучателей волноводного типа, хорошо согласованных со свободным пространством. Как известно [1, 2], на формирование энергетических, фазовых и поляризационных характеристик волноводных излучателей существенное влияние оказывает отражение волны основного типа от открытого конца. Строгий расчет коэффициента отражения излучателя представляет сложную электродинамическую задачу и в настоящее время известен только для круглого и плоского полубесконечных волноводов [3]. Вместе с тем в технике СВЧ в качестве облучателей зеркальных и линзовых антенн и элементов антенных решеток широко используются волноводы с прямоугольным и квадратным раскрывом. Приближенный анализ отражений в таких излучателях методом длинных линий, приводящий к известному [1] соотношению

$$|\Gamma| \approx (1 - W_0/W_{10})/(1 + W_0/W_{10}),$$

дает большие ошибки и не позволяет учесть влияние ширины узкой стенки волновода на согласование излучателя. Поэтому представляют существенный интерес экспериментальные исследования КСВН таких излучателей в полосе частот основного типа волны в волноводе в зависимости от соотношения размеров широкой и узкой стенок волновода, а также аппроксимация экспериментальных данных соответствующей функцией.

Были проведены детальные измерения КСВН трех волноводных излучателей с соотношением широкой и узкой стенок: 23×5 мм², 23×10 мм², 23×23 мм² в полосе частот $\lambda_0/\lambda_{кр}$ от 0,64 до 0,94.

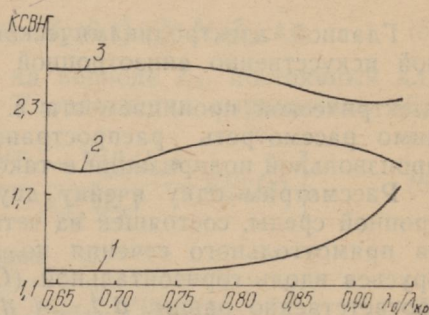
Для каждого из трех исследуемых волноводов к экспериментальным усредненным кривым (рисунок) с помощью ЭВМ подобраны аппроксимирующие формулы зависимости КСВН от $\lambda_0/\lambda_{кр}$ в виде

$$КСВН = \sum_{i=0}^4 a_i (\lambda_0/\lambda_{кр} - 0,64)^i. \quad (1)$$

(На рисунке кривая 1 соответствует волноводу сечением 23×23 мм², кривая 2 — 10×23 мм² и кривая 3 — 5×23 мм²).

Представив коэффициенты a_i в (1) зависящими от отношения размеров раскрытия волновода в виде

$$a_i = \sum_{k=0}^2 C_k (b/a)^k, \quad (2)$$



где b и a — размеры узкой и широкой стенок волновода соответственно, получим общую формулу зависимости КСВН прямоугольных волноводных излучателей от $\lambda_0/\lambda_{кр}$, учитывающую геометрию раскрытия:

$$\begin{aligned} КСВН = & 2,13 (b/a)^2 - 4,31 (b/a) + 3,38 + [25,39 (b/a)^2 - \\ & - 30,48 (b/a) + 5,13] (\lambda_0/\lambda_{кр} - 0,64) + [-451,83 (b/a)^2 + \\ & + 523 (b/a) - 70,24] (\lambda_0/\lambda_{кр} - 0,64)^2 + [1716 (b/a)^2 - \\ & - 1886 (b/a) + 142,43] (\lambda_0/\lambda_{кр} - 0,64)^3 + [-1640 (b/a)^2 + \\ & + 1716 (b/a) + 71,52] (\lambda_0/\lambda_{кр} - 0,64)^4. \end{aligned} \quad (3)$$

Полученная формула позволяет не только рассчитывать КСВН конкретного волноводного излучателя на заданной частоте, но и позволяет выбрать оптимальное отношение геометрических размеров раскрытия волновода по заданному КСВН.

Расчетные зависимости КСВН прямоугольных волноводных излучателей от $\lambda_0/\lambda_{кр}$ аппроксимированы степенными рядами (3) с точностью до 5%.

Список литературы: 1. Шубарин Ю. В. Антенны сверхвысоких частот. — Х.: Изд-во Харьк. ун-та, 1960. — 284 с. 2. Горобец Н. Н. Энергетические и поляризационные диаграммы слабонаправленных волноводных антенн. — Вестн. Харьк. ун-та, № 138. Радиофизика и электроника, 1976, вып. 5, с. 36—44. 3. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизаций. — М.: Сов. радио, 1966. — 431 с.

Поступила в редколлегию 22.12.81.

И. В. БОРОВСКИЙ, Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук

ТЕНЗОР ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ДВУХМЕРНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ИСКУССТВЕННО АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ

Главной электродинамической характеристикой произвольной искусственно анизотропной среды является тензор ее диэлектрической проницаемости ϵ . Для его определения необходимо рассмотреть распространение электромагнитных волн произвольной поляризации в такой среде.

Рассмотрим одну ячейку двумерной искусственно анизотропной среды, состоящей из четырех плотно уложенных брусьев прямоугольного сечения по два в каждом слое. Размеры брусьев вдоль горизонтальной (OX) и вертикальной (OZ) осей соответственно равны $d_{x(i)}$ и d_z^j . Для рассматриваемой ячейки $i, j=1, 2$. Таким образом, вертикальный размер ячейки $L_z = d_z^{(1)} + d_z^{(2)}$, горизонтальный $L_x = d_{x(1)} + d_{x(2)}$ есть величины постоянные для данной среды и образуют ее вертикальный L_z и горизонтальный L_x периоды. Диэлектрическая проницаемость отдельного бруса ячейки равна $\epsilon_{(i)}^j$, магнитная равна 1.

Представим волну произвольной поляризации в виде суперпозиции полей с магнитной (компоненты H_x, E_y, H_z) и электрической (E_x, H_y, E_z) поляризациями и рассмотрим каждую из поляризаций.

Магнитная поляризация. В произвольной горизонтальной решетке (слое) j рассматриваемой ячейки электрический компонент $E_y^{(j)}(x, z)$ волны удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial^2 E_y^{(j)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_y^{(j)}}{\partial z^2} + \epsilon^{(j)}(x) k^2 E_y^{(j)} = 0, \quad (1)$$

$$a \quad H_x^{(j)} = -\frac{1}{ik} \frac{\partial E_y^{(j)}}{\partial z}, \quad H_z^{(j)} = \frac{1}{ik} \frac{\partial E_y^{(j)}}{\partial x}. \quad (2)$$

Решение уравнения (1) может быть представлено в виде

$$E_y^{(j)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (A_m^{(j)} e^{ik_{3m}^{(j)}(z-z^{(j-1)})} + R_m^{(j)} e^{-ik_{3m}^{(j)}(z-z^{(j-1)})}) \Psi_m^{(j)}(x),$$

где $z^{(j-1)} = \sum_{s=1}^j d_z^{(s)}$. Функция $\Psi_m^{(j)}(x)$ определяется уравнением второй степени с периодическими коэффициентами:

$$\frac{d^2 \Psi_m^{(j)}}{dx^2} + (\epsilon_{(x)}^{(j)} k^2 - k_{3m}^{(j)2}) \Psi_m^{(j)} = 0, \quad (4)$$

где $\varepsilon^{(j)}(x + L_x) = \varepsilon^{(j)}(x)$. Фундаментальные решения $V_{1m}^{(j)}(x)$ и $V_{2m}^{(j)}(x)$ [1] удовлетворяют условию непрерывности на границе между вертикальными решетками. Продолжение функции $\Psi_m^{(j)}$ на последующие ячейки (периоды) среды осуществляется согласно теореме Флокке:

$$E_y(0, z) e^{i\Psi_x} = E_y(L_x, z), \quad H_z(0, z) e^{i\Psi_x} = H_z(L_x, z), \quad (5)$$

где Ψ_x — сдвиг фазы волны на периоде L_x , постоянный для всех горизонтальных решеток. Удовлетворяя выражениям (5), получим

$$\Psi_m^{(j)}(x) = \Phi_m^{(j)} \left[V_{1m}^{(j)}(x) + \frac{e^{i\Psi_x} - V_{1m}^{(j)}(L_x)}{V_{2m}^{(j)}(L_x)} V_{2m}^{(j)}(x) \right], \quad (6)$$

где Ψ_x определяется соотношением

$$\cos \Psi_x = \frac{1}{2} \left(V_{1m}^{(j)}(L_x) + \frac{d}{dx} V_{2m}^{(j)}(L_x) \right), \quad (7)$$

$$a V_{1,2m}^{(j)} = V_{1,2m}^{(j)}(x_{(l-1)}^{(j)}) \cos p_{m(l)}^{(j)}(x - x_{(l-1)}^{(j)}) + \frac{V_{1,2m}^{(j)}(x_{(l-1)}^{(j)})}{\rho_{m(l)}^{(j)}} \sin p_{m(l)}^{(j)}(x - x_{(l-1)}^{(j)}). \quad (8)$$

При заданном $\Psi_x = k_1 L_x$ является дисперсионным относительно $k_{3m}^{(j)}$. Решение уравнения (7) относительно $k_{3m}^{(j)}$ при произвольном соотношении между размерами ячейки L_x и L_z и длиной волны λ может проведено численными методами. При этом сходимость решения (2) обеспечивается сходимостью ряда (6). Так, если представить правую часть уравнения (7) в виде разложения по $p_{m(l)}^{(j)} L_x$, очевидно, что количество значений m , приводящих к формированию m линейно независимых функций $\Psi_m^{(j)}(x)$, определяется наивысшей степенью разложения по $k_{3m}^{(j)2}$.

Для иллюстрации рассмотрим случай, когда $kL_x \ll 1$, $\Psi_x \ll 1$, $\rho_{m(l)}^{(j)} L_x \ll 1$. Если пренебречь слагаемыми выше второго порядка малости, уравнение (7) имеет наиболее простой вид:

$$\left(\frac{\Psi_x}{L_x} \right)^2 = k^2 \frac{1}{L_x} \sum_{l=1}^2 \varepsilon_{(l)}^{(j)} d_{x(l)}^{(j)} - k_{3m}^{(j)2}, \quad (9)$$

откуда находим

$$k_{3m}^{(j)2} = k_{30}^{(j)2} = k^2 \overline{\varepsilon^{(j)}} - k_1^2, \quad (10)$$

где $\varepsilon_x^{(j)} = \frac{1}{L_x} \sum_{i=1}^2 \varepsilon_i^{(j)} d_{x(i)}^{(j)}$ — среднее значение диэлектрической проницаемости решетки j .

Удовлетворяя условиям на границе горизонтальных решеток, получаем дисперсионное уравнение относительно $k_{3m}^{(j)2}$:

$$\cos \Psi_z = 1 - \sum_{j=1}^2 \frac{\theta^{(j)2}}{2} - \frac{1}{2} \sum_{j=2}^2 \theta^{(j)} \theta^{(2)} (x_{(2)}^{(j)} + x_{(j)}^{(2)}), \quad (11)$$

где $x_{(j-1)}^{(j)} = \frac{k_{30}^{(j)}}{k_{30}^{(j-1)}}$, $\theta^{(j)} = k_{30}^{(j)} (z - z_{(j-1)})$, а штрих у знака суммы обозначает отсутствие слагаемых с множителем $\theta^{(j)2}$. Принимая $\cos \Psi_z \approx 1 - \frac{\Psi_z^2}{2}$, $\frac{\Psi_z}{L_z} = k_3$, получаем выражение

$$k^2 = \frac{k_3^2}{\frac{1}{L_z} \sum_{j=1}^2 \varepsilon_x^{(j)} d_z^{(j)}} + \frac{k_1^2}{\frac{1}{L_z} \sum_{j=2}^2 \varepsilon_x^{(j)} d_z^{(j)}}, \quad (12)$$

откуда следует, что компонент ε_{yy} тензора диэлектрической проницаемости ε равен

$$\varepsilon_{yy} = \frac{1}{L_z} \sum_{j=1}^2 \varepsilon_x^{(j)} d_z^{(j)}. \quad (13)$$

Электрическая поляризация. В этом случае решение уравнения

$$\varepsilon^{(j)}(x) \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\varepsilon^{(j)}(x)} \frac{dH_y^{(j)}}{dx} \right) + \frac{\partial^2 H_y^{(j)}}{\partial x^2} + k^2 \varepsilon^{(j)}(x) H_y^{(j)} = 0 \quad (14)$$

строится аналогично решению уравнения (1) с учетом некоторых несущественных для построения решения уравнения (14) особенностей. Так, аналогично уравнению (4) получаем

$$\frac{d^2 \tilde{\Psi}_m^{(j)}}{du^2} + \frac{L_x}{\varepsilon^{(j)}(u)} [\varepsilon^{(j)}(u) k^2 - k_{3m}^{(j)2}] \tilde{\Psi}_m^{(j)}(u) = 0,$$

где $u^{(j)}(x) = \frac{1}{L_x} \int_0^x \varepsilon^{(j)}(x) dx$, а дисперсионное уравнение имеет вид

$$\cos \Psi_x = \frac{1}{2} \left(\tilde{V}_{1m}^{(j)}(L'_x) + \frac{d}{du} V_{2m}^{(j)}(L'_x) \right),$$

где $L'_x = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} \epsilon^{(j)}(x) dx$, а его решение при $kL_x, kL_z \ll 1$ дает $k_{3m}^{(j)2} = k_{30}^{(j)2}$:

$$k_{30}^{(j)2} = \frac{k^2}{\frac{1}{L_x} \sum_{i=1}^2 \frac{d_{x(i)}^{(j)}}{\epsilon_{(i)}^{(j)}}} - \frac{k^2}{\frac{1}{L_x} \sum_{i=1}^2 \frac{d_{x(i)}^{(j)}}{\epsilon_{(i)}^{(j)}} \frac{1}{L_x} \sum_{i=1}^2 \frac{d_{x(i)}^{(j)}}{\epsilon_{(i)}^{(j)}}},$$

а компоненты тензора ϵ таковы:

$$\epsilon_{xx} = \frac{L_x}{L_z} \epsilon_1 \epsilon_2 \frac{\epsilon_1 (d_{x(1)}^{(1)} d_z^{(1)} + d_{x(2)}^{(2)} d_z^{(2)} + \epsilon_2 (d_{x(2)}^{(1)} d_z^{(1)} + d_{x(1)}^{(1)} d_z^{(2)}))}{(\epsilon_1 d_{x(1)}^{(1)} + \epsilon_2 d_{x(2)}^{(1)}) (\epsilon_2 d_{x(1)}^{(1)} + \epsilon_1 d_{x(1)}^{(1)})},$$

$$\epsilon_{zz} = \frac{L_z}{L_x} \frac{(\epsilon_1 d_{x(1)}^{(1)} + \epsilon_2 d_{x(2)}^{(1)}) (\epsilon_2 d_{x(1)}^{(1)} + \epsilon_1 d_{x(2)}^{(1)})}{\epsilon_2 (d_{x(1)}^{(1)} d_z^{(1)} + d_{x(2)}^{(1)} d_z^{(2)} + \epsilon_1 (d_{x(1)}^{(1)} d_z^{(2)} + d_{x(2)}^{(1)} d_z^{(1)}))}.$$

Таким образом, тензор диэлектрической проницаемости рассматриваемой среды имеет диагональный вид. Если ячейка однослойная (одна горизонтальная решетка), то

$$\epsilon_{xx} = \frac{L_x \epsilon_1 \epsilon_2}{\epsilon_2 d_{x(1)}^{(1)} + \epsilon_1 d_{x(2)}^{(1)}}, \quad \epsilon_{yy} = \frac{\epsilon_1 d_{x(1)} + \epsilon_2 d_{x(2)}}{L_x},$$

$$\epsilon_{zz} = \frac{\epsilon_1 d_{x(1)} + \epsilon_2 d_{x(2)}}{L_x},$$

что совпадает с хорошо известными результатами [1, 2]. Полученные соотношения показывают, что рассмотренная среда в электродинамическом отношении при $L_x, L_z \ll \lambda$ эквивалентна однородному двухосному анизотропному кристаллу.

Список литературы: 1. Файнберг Я. Б., Хижняк Н. А. Искусственно анизотропные среды. — ЖТФ, 1955, 25, вып. 4, с. 1565—1570. 2. Масалов С. А., Рена Ю. Т. Дифракция волн на решетках из прямоугольных диэлектрических брусков. — Радиотехника, 1972, вып. 20, с. 116—127.

Поступила в редколлегию 28.12.81.

УДК 621.396.677.86

В. Я. БЛУДОВ, канд. физ.-мат. наук, А. Н. НЕЧИПОРЕНКО,
А. Е. СВЕЖЕНЦЕВ, А. К. СИЛАКОВ,
В. П. ШЕЙКО, канд. физ.-мат. наук

К ВОПРОСУ СОЗДАНИЯ ДВУХЗЕРКАЛЬНОЙ АПЛАНТИЧЕСКОЙ АНТЕННЫ С ОСНОВНЫМ СФЕРИЧЕСКИМ ЗЕРКАЛОМ

Простейшая из многозеркальных антенных систем — двухзеркальная антенна. В таких антеннах, как правило, удается

так рассчитать поверхности зеркал, чтобы при перемещении облучателя диаграмма направленности (ДН) отклонялась на нужный угол без заметных искажений. Например, в работе [1] показано, что апланатической двухзеркальной антенне можно обеспечить качание луча шириной в 1° на угол до 90° .

Обычно рассматривается антенная система осевой симметрии, в которой от облучателя падает расходящийся пучок лучей.

В основе расчета зеркал такой системы лежит принцип Ферма и условие синусов Аббе, обеспечивающие равенство оптических путей для всех лучей и почти полностью устраняющие aberrацию комы при выносе облучателя с оси.

Учитывая эти условия, можно построить профили обоих зеркал [2] для конкретных расстояний между ними и рассчитать ДН.

Интересна сама попытка построить такую двухзеркальную антенну, в которой главное зеркало представляло бы кривую второго порядка, сферу или параболоиду. Это позволяет упростить и удешевить антенную систему.

С другой стороны, при использовании специальных облучателей [3] удастся создать квазипараллельный пучок лучей.

Эскиз такой антенной системы представлен на рисунке, где I — главное зеркало, II — вспомогательное, система координат выбрана так, что ее начало находится на оси главного зеркала. Будем считать, что источник находится на оси Y и имеет протяженность, равную $2h$.

Для того чтобы фронт выходящей волны был плоским, необходимо равенство оптических путей всех лучей.

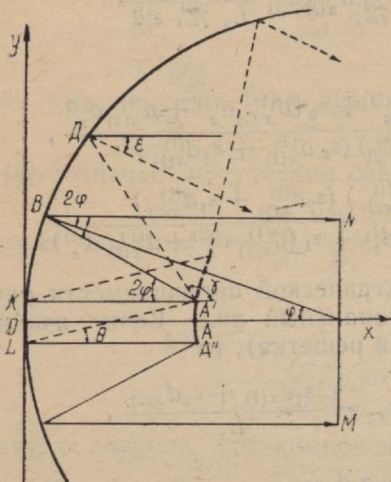
Для расчета кривизны вспомогательного зеркала рассмотрим три «опорных» луча, два крайних в пучке от облучателя и один — центральный. Фронт выходящей волны выбираем на прямой MN.

Считая расстояние от начала координат до точки A равным r , а до точки C равным $r+d$, получим условие

$$|KA'| + |A'B| + |BN| = 3r + d. \quad (1)$$

Для увеличения раскрытия в n раз координаты точки B должны быть (X_B, nh) , откуда легко находим

$$X_B = R - \sqrt{R^2 - n^2 h^2}, \quad (2)$$



где R — радиус сферы главного зеркала. Из геометрических соображений, учитывая (1), получим для

$$X_{A'} = \frac{4r^2 + 4r(R - \sqrt{R^2 - n^2h^2 - h^2(n-1)^2})}{4r}. \quad (3)$$

Так как BN параллельна оси OX , то $\sin \varphi = nh/R$, или $\varphi = \arcsin nh/R$ (4), откуда уравнение касательной в точке A имеет угловой коэффициент

$$\operatorname{tg} \Psi = \operatorname{tg} \left(\frac{\pi}{2} - \arcsin nh/R \right). \quad (5)$$

Для нахождения промежуточных точек необходимо рассмотреть пути всех лучей, заменив в формулах h на Δh , где Δh — шаг при расчете. Чтобы создать сканирующую систему, необходимо достроить вспомогательное зеркало за точкой A' . Полагая для простоты, что при повороте облучателя нижний луч попадет в точку A' , т. е. облучатель поворачивается на угол θ , определяемый уравнением

$$\theta = \arcsin \frac{4hr}{4r^2 + 4r(R - \sqrt{R^2 - n^2h^2 - h^2(n-1)^2})}, \quad (6)$$

вычисляем точку на сфере, в которую попадает теперь луч LA' .

Чтобы найти уравнение луча, падающего на главное зеркало из точки A' , необходимо записать уравнение луча, отраженного в точке A' .

Угол между отраженным лучом в этой точке и осью X равен $\gamma = \pi - \theta - \arcsin nh/R$.

После несложных преобразований получим

$$Y = X \operatorname{tg} \gamma + h - b, \quad b = \frac{4r^2 + 4r(R - \sqrt{R^2 - n^2h^2 - h^2(n-1)^2})}{4r} \operatorname{tg} \gamma, \quad (7)$$

откуда легко найти координаты точки отражения D . Угол между отраженным лучом точки D и осью X можно определить как

$$\epsilon = \theta + \arcsin \frac{nh}{R} - 2 \arcsin \frac{k(R - kb - \sqrt{(R - kb)^2 + (k+1)b^2})}{R(k+1)} + \pi,$$

где $k = \operatorname{tg} \gamma$.

Анализ формул показал, что при соответствующем выборе базы взаимного расположения зеркал и радиуса сферы R удается получить эффект усиления сканирования.

Чтобы рассчитать точку отражения для соседнего луча, отстоящего от крайнего нижнего луча на Δh , необходимо определить фазовый фронт исходя из отраженного в точке D луча. Найдя общее расстояние до этого фронта, потребовать, чтобы луч, отстоящий от крайнего нижнего луча на Δh , попал в главное зеркало на расстоянии $n\Delta h$ от выходящего крайнего луча. После такого расчета мы получим систему (с учетом осевой симметрии), обладающую свойствами апланатической антенны, по крайней мере, для трех положений луча. В промежуточных положениях будет наблюдаться некоторое рассогласование, обусловленное неоптимальностью кривизны вспомогательного зеркала для этих положений.

Для расчета искажений фронта в этих положениях можно воспользоваться методом, аналогичным известному в теории зеркальных антенн методу преобразования волновых фронтов [4], который позволяет найти фронт отраженной волны по известному фронту падающей волны и известной поверхности отражения. Производя последовательный расчет при отражении от каждого зеркала, мы найдем фронт выходящей волны. Аппроксимируя фронт прямой линии, можно найти направление максимума ДН.

Список литературы: 1. Галимов Г. К. Двухзеркальная антенна с качанием диаграммы направленности в секторе 90° . — Радиотехника, 1973, 28, № 3, с. 41—45. 2. Пономарев Н. Г. Графический метод построения профилей апланатических антенн. — Радиотехника и электроника, 1961, 3, № 2, с. 214—220. 3. Экспериментальное исследование электрически сканирующей антенны миллиметрового диапазона волн/А. Н. Нечипоренко, Ю. Т. Репа, Ю. В. Харин, В. П. Шейко. — Вестн. Харьк. ун-та, № 203. Радиофизика и электроника, 1980, вып. 9, с. 40—44. 4. Range A. W. Offset-reflector Antennas with offset Feeds. — Electron. Lett., 1973, 9, N26, p. 611.

Поступила в редколлегию 03.02.82.

УДК 621.396.674

К. П. ЯЦУК, канд. физ.-мат. наук, С. Н. БОЙКО

ПОВЕРХНОСТНЫЕ И ИЗЛУЧЕННЫЕ ВОЛНЫ В СИСТЕМЕ ДВУХ НЕЗАВИСИМО ВОЗБУЖДЕННЫХ СВЯЗАННЫХ ЛОГАРИФМИЧЕСКИХ СПИРАЛЕЙ

В связанных спиралях возникают «быстрая» и «медленная» волны связи [1]. Было показано [2], что для спиралей с противоположной намоткой сопротивление связи «быстрой» волны больше, чем «медленной». Если возбуждать одну из спиралей, то в системе возникнут обе волны [3]. Представляет интерес рассмотреть возбуждение двух спиралей независимыми источниками и определить влияние параметров системы и расфазировки источников питания на чистоту возбуждения каждой из

волн связи. А так как возможно использование открытой системы, то интересны и характеристики излученной волны.

Система состоит из логарифмических спиралей с углами намоток ψ_1, ψ_2 , расположенных в плоскостях $z=0$ и $z=-b$, замыкающих к слоям диэлектриков толщиной a и $c_1=c-b$ с диэлектрическими проницаемостями $\varepsilon_2, \varepsilon_4$ и экрана в плоскости $z=-c$. Обе спирали возбуждаются δ -генераторами, расположенными на малых окружностях радиуса ρ_0 ; $E_{\nu 1}=E_{01}\delta(\rho-\rho_0)$, $E_{\nu 2}=E_{02}\delta(\rho-\rho_0)e^{ia}$, где E_{01}, E_{02} — амплитуды полей δ -генераторов, возбуждающих первую и вторую спирали; a — разность фаз возбуждающих полей.

Задача решается аналогично [3] методом частичных областей в цилиндрической системе координат ρ, φ, z для симметричных волн ($\partial/\partial\varphi=0$). Поля выражаются через электрический и магнитный векторы Герца, взятые в виде разложения в интегралы Фурье—Бесселя. Неизвестные коэффициенты разложения определяются из граничных условий, в которых учтены поля источников возбуждения двух спиралей. Анализ интегралов для полей в плоскости комплексного переменного приводит к соотношению [4]:

$$\int_{-\infty}^{\infty} = -2\pi i \sum_{n=1}^2 \text{Res} + \int_{\bar{P}}, \quad (1)$$

где вычеты в полюсах соответствуют поверхностным волнам, а интеграл по перевальному пути $\bar{P}$ дает пространственную волну.

Определяя вычеты, получаем компоненты полей поверхностных волн для любой из областей:

$$E_{zj}^{\Pi} = -i \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_n \beta(\gamma_n) (b_{ej} e^{-p_j z} + a_{ej} e^{p_j z}) H_0^{(2)}(\gamma_n \rho), \quad (2)$$

.....

$$H_{pj}^{\Pi} = \sum_{n=1}^2 p_j \beta(\gamma_n) (b_{mj} e^{-p_j z} - a_{mj} e^{p_j z}) H_1^{(2)}(\gamma_n \rho),$$

где $p_j^2 = \gamma^2 - \varepsilon_j k^2$; $k = \omega/c$; $j = 1, 2, 3, 4$ — номер области; $\beta(\gamma_n) = \pi \rho_0^2 \gamma_n^2 / [d\Phi(\gamma_n)/d\gamma]$; $a_{e1} = a_{m1} = 0$; $b_{e1} = -E_{01} x_{23} +$

$+ E_{02} e^{ia} x_6 x_{18} p_1 k \text{ctg} \Psi_1$; $b_{m1} = E_{01} x_{22} - E_{02} e^{ia} x_{18} p_1^2 x_5$; $a_{e2} = x_2 b_{e1}$;

$b_{e2} = x_1 b_{e1}$; $a_{m2} = x_4 b_{m1}$; $b_{m2} = x_3 b_{m1}$; $a_{e3} = (x_{17} b_{e1} - x_{16})/x_{18}$;

$b_{e3} = x_5 b_{e1} + a_{e3}$; $a_{m3} = (-x_7 b_{m1} + x_8 b_{e1} - a_{e3} k \text{ctg} \Psi_1)/p_3$;

$b_{m3} = x_6 b_{m1} - a_{m3}$; $a_{e4} = x_{13} b_{e1} + x_{14} a_{e3}$; $b_{e4} = a_{e3} e^{-2p_4 c}$;

$a_{m4} = x_{10} b_{m1} - x_{11} b_{e1} - x_{12} a_{e3}$; $b_{m4} = -a_{m4} e^{-2p_4 c}$.

Значения $x_1 \div x_{23}$ и $\Phi(\gamma)$ совпадают с приведенными в работе [3], если в последних положить $\psi_a = \psi_1$, $\psi_p = \psi_2$, $\varepsilon_a = \varepsilon_2$, $\varepsilon_p = \varepsilon_4$.

Применяя к интегралу вдоль P обычную методику асимптотических оценок, получаем выражения для полей излученных волн:

$$E_{\varphi 1}^{\text{пп}} = -\frac{1}{2} \rho_0^2 k^3 \frac{\sin 2\theta}{\Phi(\theta)} \frac{e^{-ikR}}{R} [E_{01} x_{22} + E_{02} e^{i\alpha} x_{518} k^2 \cos^2 \theta];$$

$$E_{\theta 1}^{\text{пп}} = \frac{1}{2} i \rho_0^2 k^3 \frac{\sin 2\theta}{\Phi(\theta)} \frac{e^{-ikR}}{R} [E_{01} x_{23} - i E_{02} e^{i\alpha} x_{618} \times$$

$$\times k^2 \text{ctg } \Psi_1 \cos \theta]; \quad (3)$$

$$E_{\theta 1}^{\text{пп}} = H_{\varphi 1}^{\text{пп}}, \quad H_{\theta 1}^{\text{пп}} = -E_{\varphi 1}^{\text{пп}}.$$

Используя выражения для компонент полей через вектор Умова—Пойтинга, находим выражения для мощностей, переносимых каждой поверхностной волной в любой из областей:

$$P_j^{\text{п}} = \frac{\omega}{2\pi} \beta^2(\gamma_n) \{ [(a_{mj}^2 + \varepsilon_j |a_{ej}|^2) e^{2p_j z} - (|b_{mj}|^2 + \varepsilon_j |b_{ej}|^2) e^{-2p_j z}] / 2p_j +$$

$$+ [b_{mj} a_{mj}^* + b_{mj}^* a_{mj} + \varepsilon_j (b_{ej} a_{ej}^* + b_{ej}^* a_{ej})] z \} \Big|_{z_{\min}}^{z_{\max}}. \quad (4)$$

Мощность поля пространственной волны вычисляется численным методом по формуле

$$P^{\text{пп}} = \frac{c}{4\pi} \int_0^{\pi/2} (|E_{\theta 1}^{\text{пп}}|^2 + |E_{\varphi 1}^{\text{пп}}|^2) R^2 \sin \theta d\theta. \quad (5)$$

Были приведены расчеты дисперсионных характеристик и мощностей поверхностных и пространственной волн для различных параметров системы и условий возбуждения спиралей.

Дисперсионные характеристики зависят от параметров системы и не зависят от способа возбуждения [3]. Соотношение между мощностями поверхностных волн («медленной» $P_M^{\text{п}}$, «быстрой» $P_B^{\text{п}}$) и пространственной $P^{\text{пп}}$ зависит от свойств системы и от способа возбуждения.

Рассмотрим случай $\psi_1 = -\psi_2 = \text{arctg } 50$.

На рисунке представлены зависимости мощностей поверхностных волн в области между спиральями (сплошные линии для «медленных» волн, штрихпунктирные — для «быстрых») и пространственной в функции от разности фаз запитывающих сигналов. Здесь $E_{01}/E_{02}=1$, $a=0,15$ см, $b=0,1$ см, $c_1=c-b=1$ см, $k=0,1$ см⁻¹; кривые 1 для $\varepsilon_2=\varepsilon_4=1$; 2 — $\varepsilon_2=2,5$, $\varepsilon_4=1$; 3 — $\varepsilon_2=\varepsilon_4=5$, $a=0,5$ см.

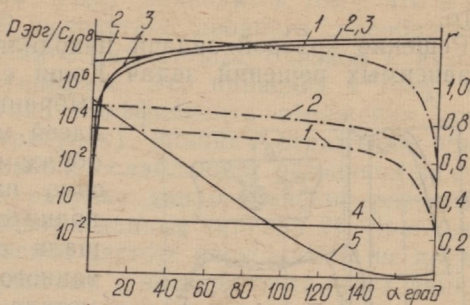
Из рисунка следует, что «медленные» волны возбуждаются лучше «быстрых» ($P_M^{\text{п}} \gg P_B^{\text{п}}$) не только при противофазном

возбуждении $\alpha = 180^\circ$, но и в широком интервале $\alpha > 0$ (кривые 1 и 2). Для преимущественного возбуждения «быстрой» волны ($P_B^{\text{п}} \gg P_M^{\text{п}}$) нужно выдерживать симметрию системы (равенство толщин и диэлектрических проницаемостей подложек) и допускать расфазировку источников питания в пределах 1% (кривые 1). Нарушение симметрии системы препятствует возбуждению чистой «быстрой» волны (кривые 2).

Замечено, что рост ϵ подложек при сохранении симметрии системы расширяет допустимые пределы расфазировки α для получения «быстрой» волны (кривые 3).

Аналогичные качественные результаты получаются для $\alpha = 0^\circ$; 180° при изменении отношения амплитуд возбуждающих полей.

Расчеты показали, что во всех случаях возбуждения мощность пространственной волны намного меньше мощностей поверхностных волн (кривая 4). Поле пространственной волны имеет коническую диаграмму направленности, а поляризацию ее можно изменять от эллиптической до линейной за счет изменения α (кривая 5 для коэффициента эллиптичности в направлении максимума излучения).



Список литературы: 1. Сазонов В. П. Свойства радиально связанных спиралей. — Электроника, 1959, № 6, с. 80—98. 2. Яцук К. П., Гребенюк Ю. И. К расчету замедляющей системы для радиальной ЛБВ в миниатюрном исполнении. — Депон. в ЦНИИ. Электроника, № 4354/76. 3. Яцук К. П., Кривохижа В. П., Бойко С. Н., Гребенюк Ю. И. Возбуждение симметричных волн в связанных логарифмических спиральных. — Изв. вузов. Радиотехника, 1979, № 50, с. 5—9. 4. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. — М.: Мир, 1978. — Т. 22. 555 с.

Поступила в редколлегию 23.12.81.

УДК 621.372.822

В. И. ГРУЦЯК

РЕЗОНАНСНОЕ РАССЕЯНИЕ ВОЛНЫ H_{10} НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ЦИЛИНДРЕ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Диэлектрические цилиндрические неоднородности в прямоугольном волноводе широко используются как в пассивных, так и в активных цепях СВЧ в качестве резонансных, реактивных и крепежных элементов. В силу этого задаче о рассеянии электромагнитных волн на цилиндрическом препятствии в прямоугольном волноводе посвящено большое число работ.

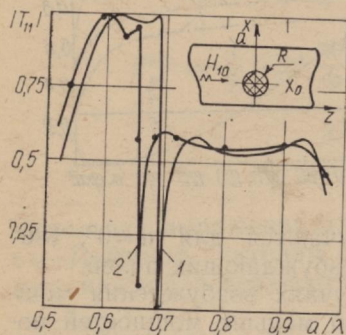
В данной работе для решения задачи рассеяния волны H_{10} на резонансной диэлектрической неоднородности был применен прямой численный метод решения уравнений Максвелла*, который является одной из модификаций метода поперечных сечений, развитого в работах А. Г. Свешникова и А. С. Ильинского.

Решение краевой задачи находили в виде суммы линейно независимых решений задач Коши с начальными условиями, выбранными в соответствии с идеей метода «стрельбы», таким образом, чтобы удовлетворялось одно из краевых условий. Дополнительные задачи Коши решали с помощью модифицированного предиктор-корректора метода Хеминга.

При исследовании задачи рассеяния, безусловно, наибольший интерес представляет анализ резонансных явлений, связанных с многоволновостью участка волновода с диэлектрическим цилиндром (см. рисунок).

Рассмотрим физическую природу резонансных явлений, наблюдаемых в таких случаях. При дифракции волны H_{10} на диэлектрическом цилиндре возникают волны, в том числе высших номеров, для которых есть условия распространения на участке волновода с диэлектрическим цилиндром и пустой волновод является закрытым. Волна высшего номера отражается от сечений, где волновод с продольно-нерегулярным диэлектриком становится критическим, т. е. она оказывается запертой на участке волновода с диэлектриком. Следовательно, для высших распространяющихся типов волн участок волновода между критическими сечениями представляет собой резонансный объем. Поэтому на определенных частотах происходит резонансное увеличение амплитуды волны. Такие резонансные явления принято называть волноводно-диэлектрическими резонансами (ВДР).

Обратимся к анализу численных результатов рассеяния волны H_{10} на диэлектрическом цилиндре. При отсутствии связи рабочего и высших типов волн (например, симметричное положение диэлектрического цилиндра в поперечном сечении волновода для двухмодового режима) частотные зависимости коэффициентов отражения R_{kk} и T_{kk} носят достаточно гладкий характер. При этом максимумы коэффициентов прохождения



* Груцьяк В. И., Коробкин В. А. Применение метода дифференциальных уравнений в задаче дифракции волн в линии передачи с продольно-неоднородной диэлектрической средой. — Радиотехника, 1980, вып. 53, с. 37—41.

соответствуют частотам согласования по основному H_{10} типу волны.

Введение связи (смещение цилиндра из симметричного положения для колебаний типа $H_{20\phi}$; увеличение ϵ или диаметра цилиндра для колебаний $H_{30\phi}$) приводит к тому, что в области существования ВДР вследствие двойного преобразования возникает рабочая волна с амплитудой, близкой к амплитуде падающей, но в противофазе. Это приводит к тому, что на частотной характеристике коэффициента отражения появляется полоса режекции (рисунок). Полного отражения обычно не происходит, что связано с ослаблением резонанса за счет диссипативных потерь. На рисунке дано сравнение расчетных (кривая 1) и экспериментальных данных (кривая 2). Сравнение показывает, что по резонансной частоте расхождение не превышает 4%. Расхождение расчетных и экспериментальных данных объясняется, с одной стороны, неучетом потерь в исследуемой модели, с другой — погрешностями эксперимента, связанными с неточностями измерения диэлектрической проницаемости и геометрических размеров; неучетом малых зазоров между диэлектрическим цилиндром и стенками волновода и т. д.

Поступила в редколлегию 10.02.82.

УДК 621.372.852

В. Н. ВЕЛИКОЦКИЙ, В. Я. ДВАДНЕНКО, Н. М. ПИВЕНЬ

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА СЛОЖНОЙ ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА ПУСТОГО ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА И ВОЛНОВОДА С ФЕРРИТО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Намагниченные ферриты широко используются в линиях передачи для создания различных устройств СВЧ диапазона. Возникающая при этом граница раздела диэлектрик-феррито-диэлектрическая структура приводит к частичному отражению электромагнитной волны. Последнее оказывается существенным при рассмотрении работы электрически перестраиваемых фильтров. Такие фильтры реализованы на основе связанных колебаний волн H_{10} и H_{20} в волноводно-диэлектрическом резонаторе [1]. Эффективная связь между колебаниями достигается путем совмещения их по частоте. Это приводит к конструкции со сложными границами раздела пустого волновода и волновода с заполнением, например, таким, как изображена на рисунке.

Пусть в волноводе a в направлении оси z распространяется волна H_{10} . Рассеяние этой волны на стыке $z=0$ приводит к появлению высших типов волн в волноводах a и b . Аналогичное явление происходит и на стыке $z=L$, только в волноводе c

будут существовать прошедшие волны. Единственную составляющую электрического поля E_y [2] можно записать так:

$$E_y = \begin{cases} f_{a1}^{(s)}(x) e^{-i\gamma_{a1}z} + \sum_{n=1}^{\infty} A_n f_{an}^{(s)-}(x) e^{i\gamma_{an}z}, & -\infty < z \leq 0 \\ \sum_{m=1}^{\infty} f_{bm}^{(s)}(x) (G_m e^{-i\gamma_{bm}z} + Q_m e^{i\gamma_{bm}z}), & 0 < z \leq L \\ \sum_{n=1}^{\infty} B_n f_{cn}(x) e^{-i\gamma_{cn}(z-L)}, & L < z < \infty \end{cases} \quad (1)$$

где $\gamma_{cn} = \sqrt{k_0^2 - (n\pi/g)^2}$; $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$; λ_0 — длина волны в свободном пространстве; γ_{an} и γ_{bm} — постоянные распространения в соответствующих волноводах, определяются из дисперсионного уравнения [2]; s — номер слоя структуры. Собственные функции $f_{an}^{(s)\pm}(x)$, $f_{bm}^{(s)}(x)$, $f_{cn}(x)$ удовлетворяют условию ортогональности:

$$\int_0^q f_{an}^{(s)\pm}(x) f_{an'}^{(s)\pm}(x) dx = \delta_{nn'}; \quad \int_0^q f_{bm}^{(s)}(x) f_{bm'}^{(s)}(x) dx = \delta_{mm'}; \quad (2)$$

$$\int_0^q f_{cn}(x) f_{cn'}(x) dx = \delta_{nn'},$$

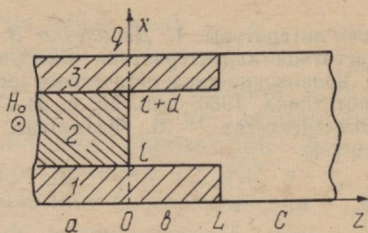
где $\delta_{nn'}$ — символ Кронекера.

Проделяв выкладки, аналогичные приведенным в работе [2], получим выражения для компоненты магнитного поля:

$$H_x = \frac{1}{k_0} \begin{cases} \frac{1}{\mu_0} \left[\gamma_{a1} f_{a1}^{(1)+}(x) e^{-i\gamma_{a1}z} - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \gamma_{an} f_{an}^{(1)-}(x) e^{i\gamma_{an}z} \right] \\ \frac{1}{\mu_0} \left\{ \left[\gamma_{a1} f_{a1}^{(2)+} - \frac{\mu_a}{\mu} \frac{df_{a1}^{(2)+}}{dx} \right] e^{-i\gamma_{a1}z} - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \left[\gamma_{an} f_{an}^{(2)-} + \frac{\mu_a}{\mu} \frac{df_{an}^{(2)-}}{dx} \right] e^{i\gamma_{an}z} \right\} \\ \frac{1}{\mu_0} \left[\gamma_{a1} f_{a1}^{(3)+}(x) e^{-i\gamma_{a1}z} - \sum_{n=1}^{\infty} A_n \gamma_{an} f_{an}^{(3)-}(x) e^{i\gamma_{an}z} \right], & -\infty < z \leq 0 \\ \frac{1}{\mu_0} \sum_{m=1}^{\infty} \gamma_{bm} f_{bm}^{(s)}(x) (G_m e^{-i\gamma_{bm}z} - Q_m e^{i\gamma_{bm}z}), & 0 < z \leq L \\ \frac{1}{\mu_0} \sum_{n=1}^{\infty} \gamma_{cn} B_n f_{cn}(x) e^{-i\gamma_{cn}z}, & L < z < \infty \end{cases} \quad (3)$$

где μ и μ_a — диагональная и недиагональная компоненты тензора магнитной проницаемости феррита; $\mu_{\perp} = \mu - \mu_a^2$. Здесь сделано предположение, что магнитная проницаемость диэлектрических слоев и воздуха равны $\mu_g = \mu_b = \mu_0 = 1$.

Приравнявая касательные составляющие полей (1), (3) на стыках $y=0$ и $y=L$, домножая на соответствующие собственные функции и интегрируя по поперечному сечению с учетом (2), получаем следующие системы линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов отражения A_n и прохождения B_n :



$$\sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n \left(\gamma_{bm} P_{nm}^- - \gamma_{an} P_{nm}' - \frac{\mu_a}{\mu \mu_{\perp}} t_{nm}^- \right) - B_n P_{nm}^* (\gamma_{bm} + \gamma_{cn}) e^{i \gamma_{bm} L} \right] =$$

$$= -\gamma_{bm} P_{1m}^+ - \gamma_{a1} P_{1m}' + \frac{\mu_a}{\mu \mu_{\perp}} t_{1m}^+;$$

$$\sum_{n=1}^{\infty} \left[A_n \left(\gamma_{bm} P_{nm}^- + \gamma_{an} P_{nm}' + \frac{\mu_a}{\mu \mu_{\perp}} t_{nm}^- \right) - B_n P_{nm}^* (\gamma_{bm} - \gamma_{cn}) e^{-i \gamma_{bm} L} \right] =$$

$$= -\gamma_{bm} P_{1m}^+ + \gamma_{a1} P_{1m}' + \frac{\mu_a}{\mu \mu_{\perp}} t_{1m}^+.$$

Здесь

$$\varphi_n = f_n^{(1)} + f_n^{(2)} + f_n^{(3)}; \quad P_{nm}^{\pm} = \int_l^q \varphi_{an}^{\pm} \varphi_{bm} dx;$$

$$P_{nm}^* = \int_0^q f_{cn}(x) \varphi_{bm} dx; \quad t_{nm}^{\pm} = \int_l^{l+d} \frac{df_{an}^{(2)\pm}}{dx} f_{bm}^{(2)}(x) dx;$$

$$P_{nm}^{\pm} = \int_0^q \left[f_{an}^{(1)\pm} + \frac{1}{\mu_1} f_{an}^{(2)\pm} + f_{an}^{(3)\pm} \right] \varphi_{bm} dx.$$

Если положить $L=0$, то система (4) переходит в два одинаковых линейных уравнения с точностью до знака, совпадающих с полученным в работе [1] для подобной волноводной

структуры. Таким образом, получена система уравнений (4), позволяющая вычислить коэффициенты рассеяния и аналогично работе [1] рассчитать амплитудно-частотную характеристику электрически перестраиваемых фильтров со ступенчатыми границами раздела.

Список литературы: 1. Двадненко В. Я., Коробкин В. А. Расчет амплитудно-частотной характеристики электрически-перестраиваемого фильтра на основе волноводно-диэлектрического резонанса в запердадном волноводе. — Радиотехника, 1980, вып. 56, с. 34—38. 2. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. — М.: Физматгиз, 1960. — 408 с.

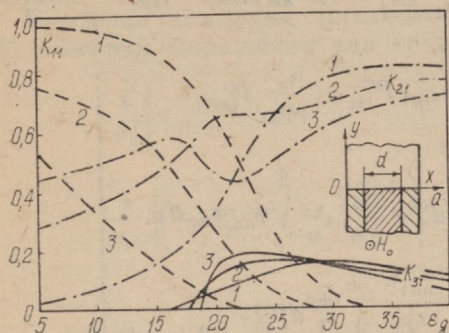
Поступила в редколлегию 22.01.82.

УДК 621.372.852

В. Я. ДВАДНЕНКО, В. Н. ВЕЛИКОЦКИЙ, И. Н. ЯРМАК

ЧИСЛЕННАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ УПРАВЛЯЕМОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ВОЛНЫ H_{20} В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ С ФЕРРИТО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРОЙ

Использование связанных колебаний волноводно-диэлектрических резонаторов (ВДР) позволяет реализовать ряд новых высококачественных малогабаритных частотно-избирательных



СВЧ-устройств, например, двухполосных фильтров с малыми потерями и высокой избирательностью, электрически перестраиваемых фильтров, работающих при дорезонансных управляющих магнитных полях [1]. Цель данного сообщения — продолжить начатое в работе [2], исследование феррито-диэлектрической

структуры, обеспечивающей реализацию управляемой внешней магнитным полем связи между резонансами волн H_{10} и H_{20} в ВДР, оптимизация параметров структуры для получения максимальной величины такой связи. Применение феррито-диэлектрической структуры увеличивает собственную добротность СВЧ устройств, уменьшает гистерезис, улучшает термостабильность, снижает нагрев феррита за счет отвода тепла диэлектриком к металлическим стенкам волновода.

Рассматриваемая структура изображена на рисунке. Система линейных алгебраических уравнений, полученная методом

сшивания аналогично [2], относительно амплитуд отраженных волн a_{mj} имеет вид

$$\sum_{m=1}^{\infty} a_{mj} A_{mn}^{-} = A_{jn}^{+}, \quad (1)$$

где j — номер падающей волны на стык $y=0$; m, n — номера волн заполненного и пустого волноводов соответственно; $A_{mn}^{\pm}$ — коэффициенты, зависящие от функций распределения электромагнитного поля для прямых и обратных волн заполненного волновода, магнитных и электрических параметров феррита и диэлектрика, постоянных распространения Γ_m [3] и γ_n заполненного и пустого волноводов. Полное выражение для $A_{mn}^{\pm}$ приведено в [2]. Нормированные коэффициенты отражения и преобразования типов волн от стыка $y=0$ рассчитывались в виде

$$K_{mj} = a_{mj}^2 \operatorname{Re}(\Gamma_m) / \operatorname{Re}(\Gamma_j). \quad (2)$$

Численное решение системы (1) проводилось методом усечения на ЭВМ ЕС-1022. Программа вычисления энергетических коэффициентов (2) реализована на алгоритмическом языке ФОРТРАН-IV, время счета одной точки составило 11 с.

На рисунке приведены рассчитанные нормированные энергетические коэффициенты отражения волны H_{10} и коэффициенты преобразования волны H_{10} в H_{20} и H_{30} как функции диэлектрической проницаемости ϵ_d диэлектрика при падении на стык $y=0$ волны H_{10} со стороны заполненного волновода. Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям недиагональной компоненты тензора магнитной проницаемости феррита $\mu_a = 0,1; 0,25; 0,4$. При малых значениях диэлектрической проницаемости ϵ_d рассеянная от стыка энергия содержится в волнах H_{10} и H_{20} .

Энергия волны H_{20} растет с увеличением ϵ_d , соответственно падает энергия отраженной волны H_{10} . Начиная с некоторого, зависящего от μ_a , значения диэлектрической проницаемости ϵ_d появляется распространяющаяся волна H_{30} и часть энергии уносится теперь уже и этой волной, чему соответствует провал кривой K_{21} , который растет с увеличением μ_a .

На основании изложенного можно сделать следующие выводы:

1. Можно подобрать такие значения диэлектрической проницаемости ϵ_d при заданных электрических и магнитных параметрах феррита, которые обеспечили бы требуемую величину коэффициентов преобразования рабочих типов волн при наименьшем внешнем подмагничивании.

2. Используя феррито-диэлектрическое заполнение, можно выбрать материал с оптимальным значением диэлектрической проницаемости ϵ_d , малыми потерями и высокой термостабиль-

ностью для улучшения электрических и эксплуатационных параметров электрически управляемых СВЧ-устройств на основе связанных колебаний ВДР.

Список литературы: 1. Двадненко В. Я., Коробкин В. А. Расчет амплитудно-частотной характеристики электрически перестраиваемого фильтра на основе волноводно-диэлектрического резонанса ферритового вкладыша в за-
предельном волноводе. — Радиотехника, 1980, вып. 56, с. 34—38. 2. Коробкин В. А., Двадненко В. Я., Великоцкий В. Н. Исследование управляемого возбуждения волны высшего типа в прямоугольном волноводе с симметричной ферритовой и феррито-диэлектрической структурой. — Изв. вузов. Радиофизика, 1981, 24, № 10, с. 1291. 3. Гуревич А. Г. Ферриты на сверхвысоких частотах. — М.: Физматгиз, 1960. — 408 с.

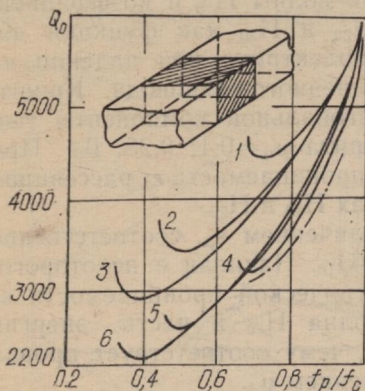
Поступила в редколлегию 22.01.82.

УДК 621.372.413

В. А. КОРОБКИН, канд. физ.-мат. наук, Л. И. БАБАРИКА,
С. В. ЕКИМОВ

РАСЧЕТ СОБСТВЕННЫХ ДОБРОТНОСТЕЙ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ РЕЗОНАТОРОВ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

Оптимизация параметров устройств на основе волноводно-диэлектрических резонаторов (ВДР) [1] может быть достигнута при их реализации с требуемой собственной добротностью.



Однако до настоящего времени систематического исследования собственных добротностей ВДР не проведено, имеются лишь сравнительные, оценочные данные [2].

Как известно, собственная добротность объемного резонатора определяется как отношение запасенной энергии к энергии потерь в резонаторе за период.

Рассмотрим ВДР в виде плоского диэлектрического слоя в прямоугольном волноводе (рисунок). Потери в рассматриваемом резонаторе складываются из потерь в стенках, за счет их конечной проводимости, и потерь в диэлектрическом материале.

Энергия потерь в стенках резонатора при немагнитных стенках определяется выражением

$$W_{\text{ст}} = \frac{1}{2} \pi \mu_0 \Delta \oint_S |\vec{H}_t|^2 dS,$$

где μ_0 — магнитная постоянная; Δ — толщина скин-слоя; $|\vec{H}_t|$ — модуль тангенциальной составляющей магнитного поля у стенок резонатора; S — поверхность стенок. Энергия диэлектрических потерь в диэлектрике вкладыша

$$W_d = \pi \epsilon_a \operatorname{tg} \delta \int_{V_d} |\vec{E}|^2 dV,$$

где ϵ_a , $\operatorname{tg} \delta$ — абсолютная диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь диэлектрика соответственно; $|\vec{E}|$ — модуль напряженности электрического поля; V_d — объем диэлектрического вкладыша.

Запасенная в резонаторе энергия определяется из соотношения

$$W = \frac{\epsilon_a}{2} \int_{V_d} |\vec{E}|^2 dV + \frac{\epsilon_0}{2} \int_{V_p - V_d} |\vec{E}|^2 dV,$$

где ϵ_0 — электрическая постоянная; $V_p - V_d$ — объем областей резонатора без диэлектрика.

Таким образом, для собственной добротности получаем выражение

$$Q_0 = 2\pi \frac{\frac{\epsilon_a}{2} \int_{V_d} |\vec{E}|^2 dV + \frac{\epsilon_0}{2} \int_{V_p - V_d} |\vec{E}|^2 dV}{\pi \epsilon_a \operatorname{tg} \delta \int_{V_d} |\vec{E}|^2 dV + \frac{1}{2} \pi \mu_0 \Delta \oint_S |\vec{H}_t|^2 dS}.$$

Полагая, что потери малы и не искажают структуру электромагнитного поля в резонаторе с идеально проводящими стенками и диэлектрическим вкладышем без потерь [1], получаем соотношения для значений собственных добротностей колебаний типа $H_{m0\delta+n}$. Для четного типа колебаний

$$Q_0 = \frac{4a^3 b (f_p)^2}{\Delta m^2 c^2} \cdot \frac{\epsilon_d \left(\frac{L}{2} + M \right) + N}{(2b + a) \left(\frac{L}{2} + M \right) + \frac{\Gamma^2 a^3}{m^2 \pi^2} \left(\frac{L}{2} - M \right) +}$$

$$\rightarrow \frac{+ N \left(2b + 2a - \frac{4a^3 f_p^2}{m^2 c^2} \right) + \frac{4a^3 b (f_p)^2}{\Delta m^2 c^2} \operatorname{tg} \delta \epsilon_d \left(\frac{L}{2} + M \right)}{}$$

($m = 1, 2, 3 \dots$)

$$M = \sin \Gamma L / 2\Gamma, \quad N = \frac{\cos^2 \frac{\Gamma L}{2}}{\Gamma}$$

и нечетного

$$Q_0 = \frac{4a^3b(f_p)^2}{\Delta m^2 c^2} \frac{\epsilon_d \left(\frac{L}{2} - M \right) + K}{(2b+a) \left(\frac{L}{2} - M \right) + \frac{\Gamma^2 a^3}{m^2 \pi^2} \left(\frac{L}{2} + M \right) + K \left(2b + 2a - \frac{4a^3 (f_p)^2}{m^2 c^2} \right) + \frac{4a^3 b (f_p)^2}{\Delta m^2 c^2} \operatorname{tg} \delta_{\epsilon_d} \left(\frac{L}{2} - M \right)},$$

$$(m = 1, 2, 3 \dots) \quad K = \frac{\sin^2 \frac{\Gamma L}{2}}{\gamma},$$

a, b — поперечные размеры волновода; f_p — резонансная частота; L — длина диэлектрического вкладыша; Γ, γ — постоянные распространения и затухания в области волновода с диэлектриком и пустого волновода соответственно; ϵ_d и $\operatorname{tg} \delta$ — относительная диэлектрическая проницаемость и тангенс угла диэлектрических потерь материала вкладыша.

На рисунке приведены расчетные зависимости собственной добротности ВДР от отношения $\frac{f_p}{f_c}$ (f_c — критическая частота пустого волновода) для колебаний типа H_{m00} ($a/b=2,125$; $\Delta = 66/\sqrt{f_p}$ мм) для различных ϵ_d и $\operatorname{tg} \delta$ (кривая 1 — $\epsilon_d=2,2$, $\operatorname{tg} \delta=0$; 2 — $\epsilon_d=5$, $\operatorname{tg} \delta=0$; 3 — $\epsilon_d=9,2$, $\operatorname{tg} \delta=0$; 4 — $\epsilon_d=2,2$, $\operatorname{tg} \delta=10^{-4}$; 5 — $\epsilon_d=5$; $\operatorname{tg} \delta=10^{-4}$; 6 — $\epsilon_d=9,2$; $\operatorname{tg} \delta=10^{-4}$) и экспериментально полученная зависимость собственной добротности (обозначена штриховой линией; $\epsilon_d=2,2$, $\operatorname{tg} \delta=10^{-4}$). Небольшое расхождение между теоретической и экспериментальной кривыми объясняется трудностью точного учета проводимости материала стенок волновода.

Анализ этих зависимостей показывает, что на резонансных частотах, близких к критической частоте пустого волновода, собственная добротность ВДР максимальна, слабо зависит от ϵ_d и $\operatorname{tg} \delta$ материала вкладыша и определяется в основном проводимостью стенок и поперечными размерами резонатора и, очевидно, возрастает при их увеличении.

С физической точки зрения это объясняется выталкиванием электромагнитного поля с ростом резонансной частоты из диэлектрика в запредельные области резонатора и, следовательно, уменьшением влияния на добротность участка волновода с диэлектрическим вкладышем.

Очевидно, что в рассматриваемой области частот собственной добротность ВДР приближается к добротности полых резонаторов.

Таким образом, высокие собственные добротности ВДР могут быть реализованы на частотах, близких к критической частоте пустого волновода.

Список литературы: 1. Коробкин В. А., Хижняк Н. А. Волноводно-диэлектрический резонанс диэлектрического образца в прямоугольном волноводе. — Изв. вузов. Радиофизика, 1978, 21, № 4, с. 558—565. 2. Сравнение собственных добротностей волноводно-диэлектрических резонаторов различных типов/М. Н. Бергер, Б. Ю. Капилевич, Л. М. Мартынов, Н. С. Силин. — Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1980, вып. 8 (320), с. 21—24.

Поступила в редколлегию 22.01.82.

УДК 621.372.413

В. А. БОРОДАЕВ, канд. физ.-мат. наук, С. И. НОСИЧ,
Ю. А. ПРОКОПЧУК

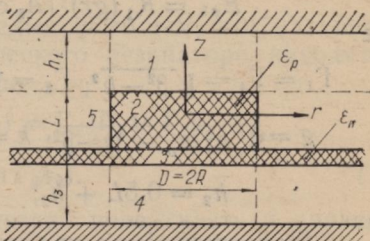
РАСЧЕТ ЧАСТОТЫ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ПРИ НАЛИЧИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТЕЛ

Диэлектрические резонаторы с большой проникаемостью, малыми потерями, высокой термостабильностью находят все большее применение в радиоэлектронной аппаратуре СВЧ, в частности, в полоснопропускающих фильтрах.

В настоящей работе приводится расчет резонансной частоты диэлектрического резонатора, находящегося на диэлектрической подложке (см. рисунок). Вся система помещена в металлический экран. Нижняя металлическая поверхность находится на некотором расстоянии h_3 от диэлектрической подложки для уменьшения потерь в металле. В большинстве случаев в СВЧ-аппаратуре используются именно экранированные устройства, исключающие как излучение в окружающее пространство, так и влияние внешних помех на работу схемы. Поэтому предлагаемый анализ может представить определенный интерес для разработчиков СВЧ-аппаратуры.

В статье [1] было проведено теоретическое исследование влияния металлической плоскости на электродинамические характеристики диэлектрического резонатора. В работе [2] выполнен расчет частоты диэлектрического резонатора, находящегося на микрополосковой линии.

Рассчитаем резонансную частоту диэлектрического резонатора, находящегося в рассматриваемой системе (см. рисунок). Диэлектрический резонатор имеет круглое поперечное сечение, его диаметр равен $D=2R$, высота — L , диэлектрическая про-



ницаемость $\epsilon_p \gg 1$. Боковые стенки экрана удалены от резонатора на столько, что они не влияют на структуру полей и, следовательно, на резонансную частоту резонатора.

Разделим рассматриваемую систему на 5 областей. Будем исследовать основное колебание H -типа, которое имеет составляющие H_z , H_r и E_φ .

Запишем выражения для E_φ в различных областях. В области 1 ($0,5 L < z < \bar{h}_1$; $r < 0,5 D = R$)

$$E_{\varphi 1} = A_1 I_1(\beta r) \cdot \text{sh} \Gamma_1(z - \bar{h}_1). \quad (1)$$

В области 2 ($|z| < 0,5 L$; $r < R$)

$$E_{\varphi 2} = I_1(\beta r) (A_2 \cos \Gamma_2 z + \bar{A}_2 \sin \Gamma_2 z). \quad (2)$$

В области 3 ($-\bar{h}_2 < z < -0,5 L$; $r < R$)

$$E_{\varphi 3} = I_1(\beta r) (A_3 e^{\Gamma_3 z} + \bar{A}_3 e^{-\Gamma_3 z}). \quad (3)$$

В области 4 ($-\bar{h}_3 < z < -\bar{h}_2$; $r < R$)

$$E_{\varphi 4} = A_4 \cdot I_1(\beta r) \cdot \text{sh} \Gamma_4(z + \bar{h}_3). \quad (4)$$

В области 5 ($|z| < 0,5 L$; $r > R$)

$$E_{\varphi 5} = K_1(gr) \cdot (A_5 \cos \Gamma_2 z + \bar{A}_5 \sin \Gamma_2 z), \quad (5)$$

где

$$\Gamma_1 = \Gamma_4 = \sqrt{\beta^2 - k^2}; \quad \Gamma_2 = \sqrt{k^2 \delta_p - \beta^2}; \quad \Gamma_3 = \sqrt{\beta^2 - k^2 \epsilon_n}; \quad (6)$$

$$g = \sqrt{k^2(\epsilon_p - 1) - \beta^2}; \quad k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}; \quad \bar{h}_1 = 0,5 L + h_1;$$

$$\bar{h}_2 = 0,5 L + h_2; \quad \bar{h}_3 = 0,5 L + h_2 + h_3;$$

ϵ_p — диэлектрическая проницаемость резонатора; ϵ_n — диэлектрическая проницаемость подложки; $I_1(\beta r)$ — функция Бесселя первого рода; $K_1(gr)$ — функция Макдональда; β — поперечное волновое число; ϵ_0 и μ_0 соответственно диэлектрическая и магнитная проницаемости свободного пространства; A_i и $\bar{A}_i$ ($i=1, \dots, 5$) — амплитуды полей.

Компоненты поля H_{zi} и H_{ri} находятся согласно (1) — (6) из уравнений Максвелла. Выражения (1) — (6) точно удовлетворяют волновому уравнению. Так как $\epsilon_p \gg 1$, поле в основном сосредоточено в диэлектрическом резонаторе. Поэтому в первом приближении полями в угловых областях $|z| > 0,5 L$, $r > R$ можно пренебречь. Погрешность расчета при этом не превышает 3% [3].

Из условий непрерывности касательных составляющих электромагнитного поля на границах раздела сред ($z = \pm 0,5 L$, $z = \bar{h}_2$; $r = R = 0,5 D$) получим систему уравнений:

$$\Gamma_2 (\Gamma_2 \text{th} \Gamma_1 h_1 \text{tg} \Gamma_2 L - \Gamma_1) (\Gamma_3 \text{th} \Gamma_1 h_3 + \Gamma_1 \text{th} \Gamma_3 h_2) -$$

$$-\Gamma_3(\Gamma_1 + \Gamma_3 \operatorname{th} \Gamma_1 h_3 \operatorname{th} \Gamma_3 h_2)(\Gamma_1 \operatorname{tg} \Gamma_2 L + \Gamma_2 \operatorname{th} \Gamma_1 h_1) = 0; \quad (7)$$

$$\beta I_0(\beta R) \cdot K_1(gR) + gK_0(gR)I_1(\beta R) = 0. \quad (8)$$

Совместное решение этих уравнений с учетом (6) позволяет определить резонансную частоту $\left(\frac{\omega}{2\pi}\right)$ диэлектрического резонатора в зависимости от параметров рассматриваемой конструкции ($\epsilon_p, \epsilon_n, L, D, h_i$).

Запишем выражения для уравнения (7) при некоторых предельных случаях. Уравнение (8) при этом остается без изменений.

В системе отсутствует верхняя металлическая поверхность, при этом $h_1 \rightarrow \infty$, h_2 и h_3 — конечны,

$$\Gamma_2(\Gamma_2 \operatorname{tg} \Gamma_2 L - \Gamma_1)(\Gamma_3 \operatorname{th} \Gamma_1 h_3 + \Gamma_1 \operatorname{th} \Gamma_3 h_2) - \Gamma_3(\Gamma_1 + \Gamma_3 \operatorname{th} \Gamma_1 h_3 \times \\ \times \operatorname{th} \Gamma_3 h_2)(\Gamma_1 \operatorname{tg} \Gamma_2 L + \Gamma_2) = 0. \quad (9)$$

Отсутствует верхняя металлическая поверхность. Диэлектрическая подложка лежит на металлической плоскости (микрополосковая линия). При этом $h_1 \rightarrow \infty$, h_2 — конечно, $h_3 \rightarrow 0$,

$$\operatorname{tg} \Gamma_2 L (\Gamma_2^2 \operatorname{th} \Gamma_3 h_2 - \Gamma_1 \Gamma_3) = \Gamma_2(\Gamma_3 + \Gamma_1 \operatorname{th} \Gamma_3 h_2). \quad (10)$$

Этот случай отличается от предыдущего тем, что на конечном расстоянии h_1 от диэлектрического резонатора находится верхняя металлическая поверхность

$$\operatorname{tg} \Gamma_2 L (\Gamma_2^2 \operatorname{th} \Gamma_1 h_1 \operatorname{th} \Gamma_3 h_2 - \Gamma_1 \Gamma_3) = \Gamma_2(\Gamma_3 \operatorname{th} \Gamma_1 h_1 + \\ + \Gamma_1 \operatorname{th} \Gamma_3 h_2). \quad (11)$$

Отсутствует верхняя металлическая поверхность и диэлектрическая подложка. Резонатор «подвешен» над нижней металлической плоскостью. При этом $h_1 \rightarrow \infty$, $h_2 = 0$, h_3 — конечно.

$$\operatorname{tg} \Gamma_2 L (\Gamma_2^2 \operatorname{th} \Gamma_1 h_3 - \Gamma_1^2) = \Gamma_1 \Gamma_2 (1 + \operatorname{th} \Gamma_1 h_3). \quad (12)$$

Последнее уравнение после простых тригонометрических преобразований точно совпадает с соответствующим уравнением из [1].

Таким образом, уравнения (7) и (8) определяют резонансную частоту не только исследуемой нами системы, но и более простых структур, которые получаются из основной путем предельных переходов.

Список литературы: 1. Черный Б. С., Ильченко М. Е., Сорочинский А. Н. Влияние металлической поверхности на свойства открытого диэлектрического резонатора СВЧ. — Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1973, 21, № 8, с. 52—59. 2. Паринская Р. М., Кузнецов С. И. Расчет резонансной частоты диэлектрического резонатора на микрополосковой линии. — В кн.: Расчет, конструирование и технология производства устройств интегральной и градиентной оптики. Тула: Изд-во Тульск. политехн. ин-та, 1980, с. 93—96.

3. Черный Б. С., Бовтун В. П., Цыкалов В. Г. Исследование диэлектрических резонаторов СВЧ с H_{018} -типом колебаний. — Диэлектрики и полупроводники, 1980, № 17, с. 21—24.

Поступила в редколлегию 15.01.82.

УДК 537.877

В. А. КАРПОВА, О. А. ТРЕТЬЯКОВ, д-р физ.-мат. наук

АМПЛИТУДНЫЕ, ФАЗОВЫЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ СИГНАЛОВ В ВОЛНОВОДЕ

Электромагнитный сигнал, передаваемый по цилиндрическому волноводу с дисперсией и потерями, описывается с помощью электрического ($j=1$) и магнитного ($j=2$) векторов Герца, которые в общем случае связаны между собой и имеют следующий вид:

$$U_j(\vec{r}, t) = U_j(\vec{r}_\perp) \cdot A_j(\zeta, \zeta') \cos \Phi(\zeta, \zeta'), \quad j = 1, 2, \quad (1)$$

где $U_j(\vec{r}_\perp)$ — функция поперечных координат волновода

определяемая типом волны; $z = \lambda(\zeta - \zeta')$; $t = \frac{\lambda}{c\beta}(\zeta - \zeta')$;

$= 2\pi/k_0$; $\beta = h_0/k_0$; $k_0^2 = h_0^2 + g_{jmn}^2$; h_0 — постоянная распространения «центра» сигнала; g_{jmn} — поперечное волновое число.

Переменная ζ по физическому смыслу соответствует электрическому расстоянию, пройденному сигналом от источника возбуждения до точки, в которой его амплитуда имеет максимальное значение, а ζ' — текущая переменная, которая определяет амплитудные и фазовые характеристики в окрестности его эффективного значения ($\zeta'=0$ соответствует центру сигнала, где $z = \beta ct = 0$).

Амплитуда сигнала определяется аналитически:

$$A_j(\zeta, \zeta') = [\lambda^2 \kappa_0 L(\zeta, \zeta')]^{-1/2} H_p \left[\frac{\zeta'}{L(\zeta, \zeta')} \right] \exp \left[-\frac{(\zeta')^2}{2L^2(\zeta, \zeta')} \right]. \quad (2)$$

Фаза сигнала также находится в явном виде:

$$\begin{aligned} \Phi(\zeta, \zeta') = & -\frac{2\pi}{\beta} (1 - \beta^2) \zeta - \left(p + \frac{1}{2} \right) \arctg \frac{\zeta - \zeta'}{2\pi \kappa_0^2 \beta} - \\ & - \frac{\pi}{2} p + \frac{2\pi}{\beta} \zeta' + \frac{\pi}{pR(\zeta, \zeta')} (\zeta')^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\kappa_0 = L_0/\lambda$; L_0 — начальная ширина огибающей сигнала; $L(\xi, \xi')$ — эффективная ширина распространяющегося сигнала; H_p — полином Эрмита ($p=0, 1, 2, \dots$).

Представляет физический интерес эволюция огибающей сигнала в процессе его распространения. Если начальный сигнал при $t=0$ задан симметричным или антисимметричным относительно его центра, то при распространении его в идеальном волноводе огибающая всегда сохраняет тип симметрии относительно центра на любом расстоянии от источника. При наличии потерь ($w \neq 0$) форма огибающей изменяется так, что передняя часть импульса становится круче, а задняя — более пологой. Огибающая сигнала в волноводе с потерями как бы приобретает форму ударной волны.

Рассмотрим фазу несущей сигнала в произвольный фиксированный момент времени t на достаточно больших удалениях его от источника при условиях $\left(\frac{2\pi\kappa_0^2\beta}{\xi - \xi'}\right)^2 \ll 1$ и $(2\pi\kappa_0)^2 \gg 1$. Эквифазная поверхность искривлена относительно центра ($\xi' = 0$). Можно показать, что в формуле (3) величина $R(\xi, \xi')$ имеет смысл радиуса кривизны эквифазной поверхности, если множитель ρ принимает значение $\rho = (1 - \beta^2)[1 - \beta^2(1 - \beta^2)]^{-3/2}$. Для волновода с потерями величина радиуса кривизны для каждой точки поверхности в окрестности центра сигнала, где выполняются условия

$$\xi' \ll \frac{1 - \beta^2}{\beta} ct \text{ или } \xi' \ll \beta ct,$$

определяется следующим явным выражением:

$$R(\xi, \xi') = \frac{\xi - \xi'}{\rho\beta} \left[1 + \left(\frac{2\pi\kappa_0^2\beta}{\xi - \xi'} \right)^2 \right] - \frac{2w\kappa_0^2\lambda}{\rho a} [3(1 - \beta^2)^2 - 1]. \quad (4)$$

На достаточно больших удалениях от источника z , где $\left(\beta \frac{k_0 L_0^2}{z}\right)^2 \ll 1$, вычислена спектральная функция распространяющегося сигнала:

$$G_j(\omega) = u_j(r_\perp) (\beta c)^{-1} [q(z, \omega)]^{-1/4} \exp(b_j + \delta d_j + \delta^2 f_j), \quad (5)$$

где $\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\omega}$, $q(z, \omega) = 1 - \frac{4w(1 - \beta^2)\beta L_0^2}{az}$, а коэффициенты

b_j, d_j, f_j зависят от расстояния z , на котором сигнал регистрируется, типа волны и величины импеданса w . Численные зна-

чения коэффициентов для рассматриваемых случаев равны: E -волны ($w=0$).

$$\begin{aligned} b_j &= -\frac{wz}{a\beta} + i \left[k_0 \left(\beta - \frac{1}{\beta} \right) z - \beta \frac{k_0 L_0^2}{2z} \right]; \\ d_j &= w \left(\frac{z}{a\beta^3} - i \frac{k_0 L_0^2}{a\beta^2} \right); \quad f_j = - \left(\frac{k_0 L_0^2}{2\beta^2} + i \frac{k_0 z}{2\beta^3} \right); \end{aligned} \quad (6)$$

H -волны ($w \neq 0$)

$$\begin{aligned} b_j &= -\frac{wz}{a\beta} (1 - \beta^2) + i \left[k_0 \left(\beta - \frac{1}{\beta} \right) z - \beta \frac{k_0 L_0^2}{2z} q(z, w) + \right. \\ &\quad \left. + \frac{w(1 - \beta^2)}{ak_0} \right]; \\ d_j &= w \left\{ \frac{z(1 - \beta^4)}{a\beta^3} + \frac{2\beta k_0^2 L_0^4 (1 - \beta^2)}{az} - i \left[\frac{k_0 L_0^2}{a\beta^2} + \frac{2k_0 L_0^2 (1 - \beta^2)}{a} \right] \right\}; \\ f_j &= - \left[\frac{k_0 L_0^2}{2\beta^2} q(z, w) - \frac{wz(1 - \beta^2)}{a\beta^3} + i \frac{k_0 z}{2\beta^3} \right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Для идеального волновода в формулах (6) и (7) следует положить $w=0$. Полученные аналитические формулы для спектра сигнала позволяют определить требования для приемных СВЧ-устройств.

Поступила в редколлегию 08.12.81.

УДК 621.372.881

Л. А. СКАЛЬКО, канд. физ.-мат. наук

ВОЛНОВОДЫ С ИМПЕДАНСНЫМИ СТЕНКАМИ

В технике СВЧ для исследования волноводных устройств очень часто пользуются моделью слоистого волновода. Используя метод послойного сшивания тангенциальных компонент поля [1], можно получить дисперсионное уравнение такого волновода, а затем решать его на ЭВМ для любого конкретного случая.

В технике сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волн более убедительным и надежным методом получения дисперсионных уравнений является строгое решение краевой задачи.

Рассмотрим исследование краевой задачи для диэлектрического волновода без потерь. Известно, что любая волна внутри

диэлектрика распадается на две независимые волны [2]. ТЕ-волна может быть полностью определена, если заданы компоненты E_y и H_z на стенках волновода. ТМ-волна определяется через компоненты E_z и H_y .

Граничные условия на вертикальных стенках волновода естественнее задавать не в виде полей, а в виде импедансов

$$Z_{1,2}^H = \mp \frac{E_y}{H_z|_{x=0,a}}; \quad Z_{1,2}^E = \pm \frac{E_z}{H_y|_{x=0,a}}. \quad (1)$$

Зависимость волн от времени и продольной координаты выбирается в виде $\exp(i\omega t - ihz)$. Импедансы являются чисто мнимыми, поскольку в рассматриваемом диэлектрике нет потерь.

1. **Дисперсионное уравнение для ТЕ-волн.** Компоненты ТЕ-волны можно определить через продольный магнитный вектор Герца $\vec{i}_z \Pi^m$ [3]:

$$\begin{aligned} E_x &= -i\omega\mu \frac{\partial \Pi^m}{\partial y}; & H_x &= -ih \frac{\partial \Pi^m}{\partial x}; \\ E_y &= i\omega\mu \frac{\partial \Pi^m}{\partial x}; & H_y &= -ih \frac{\partial \Pi^m}{\partial y}; \\ E_z &= 0; & H_z &= g^2 \Pi^m, \end{aligned} \quad (2)$$

где $g^2 = \omega^2 \varepsilon \mu - h^2$.

Для рассматриваемой краевой задачи можно дать следующую математическую формулировку: требуется найти решение уравнения Гельмгольца

$$\Delta \Pi^m + g^2 \Pi^m = 0, \quad (3)$$

где Δ — оператор Лапласа, которое удовлетворяло бы граничным условиям

$$\frac{\partial \Pi^m}{\partial y}|_{y=0,b} = 0; \quad \frac{i\omega\mu}{g^2 \Pi^m} \frac{\partial \Pi^m}{\partial x}|_{x=0,a} = \mp Z_{1,2}^H. \quad (4)$$

Разделяя переменные $\Pi^m = X(x)Y(y)$, получим две одномерные краевые задачи:

$$X'' + g_x^2 X = 0;$$

$$\frac{i\omega\mu}{g^2} \cdot \frac{X'}{X}|_{x=0,a} = \mp Z_{1,2}^H; \quad (5)$$

$$Y'' + g_y^2 Y = 0; \quad Y'|_{y=0,b} = 0 \quad (6), \quad \text{где } g_x^2 + g_y^2 = g^2.$$

Решение задачи (6) находится сразу:

$$Y = A \cos g_y \cdot y \quad (7), \quad \text{где } g_y = \pi n/b; \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

Решение задачи (5) будем искать в виде линейной комбинации частных решений

$$X = B_1 e^{ig_x \cdot x} + B_2 e^{-ig_x \cdot x}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в граничные условия задачи (5), получаем однородную систему относительно B_1 и B_2 :

$$(\omega \mu g_x - g^2 Z_1^H) B_1 - (\omega \mu g_x + g^2 Z_1^H) B_2 = 0; \quad (9)$$

$$(\omega \mu g_x + g^2 Z_2^H) e^{ig_x a} B_1 - (\omega \mu g_x - g^2 Z_2^H) e^{-ig_x a} B_2 = 0.$$

Эта система имеет ненулевое решение только тогда, когда ее определитель равен нулю. Отсюда получаем дисперсионное уравнение:

$$\operatorname{tg} \xi = \eta (V_1^H + V_2^H) / (V_1^H V_2^H - \eta^2), \quad (10)$$

где $\xi = g_x a$; $\eta = \frac{\xi}{\xi^2 + \left(\frac{a}{b} \pi n\right)^2}$; $V_{1,2}^H = \frac{Z_{1,2}^H}{i \omega \mu a}$.

Можно показать, что общее решение задачи (5) имеет вид

$$X = B_1 \left(e^{i \xi x} + \frac{i \eta + V_1^H}{i \eta - V_1^H} e^{-i \xi x} \right). \quad (11)$$

Видно, что зависимость Π^m от координаты x определяется двумя параметрами: V_1^H и ξ , которое является решением уравнения (10) при заданных V_1^H и V_2^H . Выражения (11), (7) и (2)

полностью определяют ТЕ-волну.

2. ТЕ-волны плоского волновода. Из [1] известно, что у плоского волновода отсутствует зависимость полей от координаты y .

При этом $\eta = \frac{1}{\xi}$ и дисперсионное уравнение (10) упрощается:

$$\operatorname{tg} \xi = \xi (V_1^H + V_2^H) / (\xi^2 V_1^H V_2^H - 1). \quad (12)$$

Считая $V_{1,2}^H$ заданными, находят решения уравнения (12). Так как смена знака ξ не меняет уравнения (12), то можно ограничиться решениями, которые находятся на положительных полуосях комплексной плоскости. Из (12) определяем V_2^H как функцию ξ , считая V_1^H параметром:

$$V_2^H(\xi) = \begin{cases} -\frac{\alpha V_1^H + \operatorname{th} \alpha}{\alpha (1 + V_2^H \alpha \cdot \operatorname{th} \alpha)} & (\text{при } \xi = i \alpha) \\ -\frac{\beta \cdot V_1^H + \operatorname{tg} \beta}{\beta (1 - V_1^H \operatorname{tg} \beta)} & (\text{при } \xi = \beta). \end{cases} \quad (13)$$

Видно, что при заданном $V_1^H (-\infty \leq V_1^H \leq \infty)$ рассматриваемая область изменения аргумента функций $V_2^H(\xi)$ разбивается на ряд интервалов, границами которых являются корни уравнений

$$1 + V_1^H \alpha \cdot \operatorname{th} \alpha = 0; \quad 1 - V_1^H \beta \cdot \operatorname{tg} \beta = 0. \quad (14)$$

В точках, определяемых (14), $V_2^H(\xi)$ обращается в бесконечность. В интервалах между ними функция $V_2^H(\xi)$ непрерывна и монотонно убывает с уменьшением α и ростом β . Анализ показывает, что первое из уравнений (14) имеет единственное решение при $V_1^H < 0$ и не имеет решений при $V_1^H \geq 0$. Второе уравнение при любом V_1^H имеет бесконечное число решений.

На первом интервале при изменении ξ от $i\infty$ до первого корня (14) $V_2^H(\xi)$ изменяется от нуля до $-\infty$. В последующих интервалах изменения ξ $V_2^H(\xi)$ меняется от ∞ до $-\infty$. Таким образом, на каждом интервале, начиная со второго, можно найти по одному значению ξ , реализующему требуемое значение V_2^H . Эти значения ξ и являются решениями (12). Первый интервал может содержать единственное решение (12) только в одном случае: если $V_2^H < 0$. При $V_2^H \geq 0$ внутри первого интервала решений нет. Следует отметить, что действительным решениям соответствуют быстрые волны, а мнимым — медленные.

3. ТМ-волны: Дисперсионное уравнение для ТМ-волн может быть получено из (10) при помощи принципа перестановочной двойственности [3]. Согласно этому принципу утверждения, справедливые для ТЕ-волн, остаются справедливыми для ТМ-волн, если сделать соответствующие замены:

$$\Pi^m \leftrightarrow \Pi^2; \quad \vec{E} \leftrightarrow \vec{H}; \quad \mu \leftrightarrow -\epsilon, \quad (15)$$

где $\vec{i}_z \Pi^e$ — продольный электрический вектор Герца.

Теперь сразу можно написать дисперсионное уравнение для ТМ-волн с волновода с импедансными стенками:

$$\operatorname{tg} \xi = \frac{\eta (V_1^E + V_2^E)}{\eta^2 V_1^E V_2^E - 1}, \quad (16)$$

где $V_{1,2}^E = -i\omega \epsilon a Z_{1,2}^E$.

Уравнение (16) заменой переменных $V_{1,2}^H = \frac{-1}{V_{1,2}^E}$ приводится к уравнению (10).

Для однозначного определения рассматриваемых в работе волн необходимо кроме $m = \xi/\pi$ задавать значение импеданса одной из стенок волновода.

Список литературы: 1. Митра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов.— М.: Мир, 1974.— 327 с. 2. Никольский В. В. Электродинамика и распространение радиоволн.— М.: Наука, 1973.— 608 с. 3. Семенов А. А. Теория электромагнитных волн.— М.: Изд-во при МГУ, 1968.— 317 с.

Поступила в редколлегию 08.12.81.

УДК 621.372.823.1

С. К. КАТЕНЕВ

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗАННЫХ ВОЛН В ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ

В данном сообщении приводятся результаты решения краевой электродинамической задачи о распространении волн в диафрагмированном периодическом цилиндрическом волноводе (ДПЦВ),

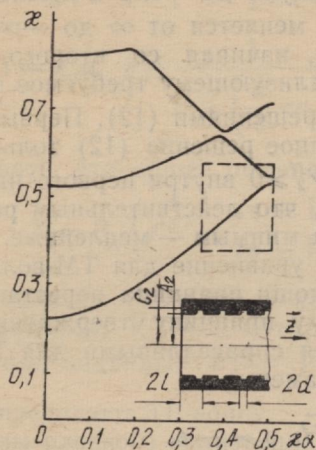


Рис. 1

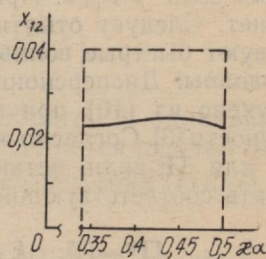


Рис. 2

показанном на рис. 1, и эти результаты анализируются на основе концепции связанных волн в линии передачи; определяются коэффициенты связи волн по решению электродинамической задачи.

1. Симметричные волны E -типа в ДПЦВ можно представить с помощью однокомпонентного электрического вектора Герца $\Pi_0 = z_0 \Pi_i(r, \varphi)$, который в области распространения ($i=1$) и в щелях ($i=2$), соответственно, имеет следующий вид:

$$\Pi_1 = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n I_0(p_n r) e^{th_n z}; \quad (1a)$$

$$\Pi_2 = \sum_{m=0}^{\infty} a_m Q_m(q_m r) \cos \Psi_m(z), \quad (16)$$

$$\text{где } p_n^2 = k^2 - h_n^2, \quad h_n = kx + \frac{\pi n}{l}; \quad q_m^2 = k^2 - \left(\frac{\pi m}{2d}\right)^2;$$

$$Q_m(r) = I_0(q_m r) - H_0^{(1)}(q_m r) \frac{I_0'(q_m C_2)}{H_0^{(1)}(q_m C_2)};$$

$$\Psi_m(z) = \frac{\pi m}{2d} (z + d - 2Nl); \quad N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Подчинение поля граничному условию $\bar{E}_{lg} = 0$ на поверхности волновода приводит к следующей системе линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов Фурье-поля A_n в области распространения:

$$p_N^2 A_N I_0(p_N a_2) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n A_n I_0'(p_n a_2) \sum_{m=0}^{\infty} q_m W_m(q_m a_2) K_{mn} L_{mN}. \quad (2)$$

Здесь $N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; $W_m = \frac{Q_m(q_m a_2)}{Q_m(q_m a^2)}$; $K_{mn} = \varepsilon \Psi_n S_{mn} \times$
 $\times \exp(-im\pi/2)$; $L_{mn} = \theta \Psi_n S_{mn} \exp(im\pi/2)$, $\theta = d/l$; $\Psi_n =$

$$= 2\theta (x\alpha + n); \quad x\alpha = kal/\pi; \quad S_{mn} = \frac{\sin\left[\frac{\pi}{2}(\Psi_n - m)\right]}{\frac{\pi}{2}(\Psi_n^2 - m^2)};$$

$$\varepsilon = \begin{cases} = 1, & m = 0 \\ = 2, & m \neq 0. \end{cases}$$

Коэффициенты Фурье a_m для поля внутри щели выражаются через A_n по прямой формуле:

$$a_m = \frac{1}{q_m Q_m'(q_m a_2)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n p_n I_0'(p_n a_2) K_{mn}.$$

Из условия равенства нулю определителя бесконечной системы линейных алгебраических уравнений (2) определяется условие существования волн в ДПЦВ — закон дисперсии; кроме того, можно выразить все коэффициенты A_n через один из них, например A_0 .

На рис. 2 приведены результаты расчетов дисперсионных кривых на диаграмме Бриллюэна [1], пунктиром отмечены области интенсивной связи волн между собой, которые далее анализируются с позиции концепции связанных волн.

2. Для описания распространения волн в периодических системах часто пользуются приближенным методом анализа,

в основу которого положена концепция связанных волн в линии передачи [2]. По своей сущности это есть некая эвристическая схема, границы применимости которой не удастся определить в рамках данной теории. В простейшем случае ограничиваются рассмотрением двух связанных волн, амплитуды которых u и v являются медленно меняющимися функциями продольной координаты z . Они подчиняются следующим дифференциальным уравнениям:

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial z} + j\beta_u u = j\chi_{12}v, \\ \frac{\partial v}{\partial z} - j\beta_v v = j\chi_{21}u, \end{cases} \quad (3)$$

где β_u, β_v — постоянные распространения; χ_{12}, χ_{21} — коэффициенты связи.

В рамках теории связанных волн величины χ_{12}, χ_{21} должны

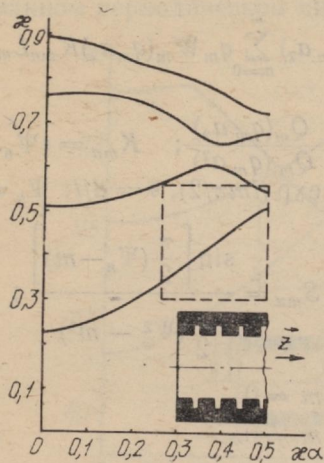


Рис. 3

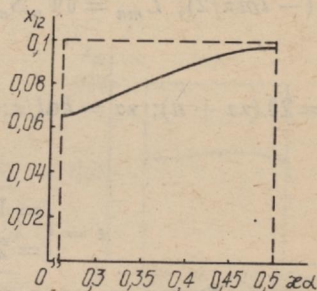


Рис. 4

быть заданы как параметры задачи; обычно их считают константами. Это в известной мере правильно для случая слабо-возмущенных периодических волноводов (см. рис. 1). В действительности же они являются функциями частоты (или постоянной распространения), а также геометрических размеров и подлежат определению*.

На рис. 2, 4 приводятся значения коэффициентов связи, которые вычислены на основе решения дифференциальных уравнений связанных волн (3), в которых коэффициенты β_u и β_v как функции частоты определялись по дисперсионным кривым, полученным в рамках электродинамической теории (рис. 1—3, соответственно).

* Зависимостью от частоты не всегда можно пренебрегать на практике (см. рис. 4).

Таким образом, анализ распространения волн в периодических волноводах целесообразно проводить путем совместного использования электродинамической теории и концепции связанных волн. Первая дает достоверные численные результаты как следствие решения краевой электродинамической задачи. Вторая является способом наглядного физического анализа благодаря своей простоте.

Список литературы: 1. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах.— М.: Изд-во иностр. лит., 1959.— 457 с. 2. Elashy C. Waves in active and passive periodic structures.— Proceedings of the IEEE, 1976, 64, 12 December, p. 1666.

Поступила в редколлегию 25.12.81.

УДК 621.385.69

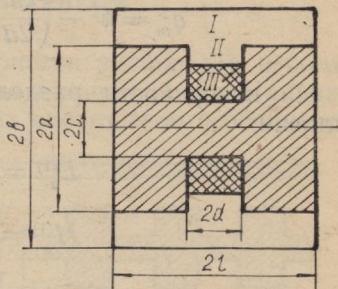
Н. А. ЧУМАЧЕНКО

О ВЛИЯНИИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ВСТАВКИ НА СОБСТВЕННЫЕ ЧАСТОТЫ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА СЛОЖНОЙ ФОРМЫ

Рассмотрим резонатор сложной формы с диэлектрической вставкой (см. рисунок). Касательные составляющие электромагнитного поля в трех областях будем искать в виде

$$E_z^{(1)} = \frac{1}{i\omega} \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n^2 A_n R_n(r) e^{\frac{\pi n z}{l}}; \quad (1)$$

$$E_z^{(2)} = \frac{1}{i\omega} \sum_{m=0}^{\infty} q_m^2 a_m Q_m(r) \cos \frac{\pi m}{2d} (z + d); \quad (2)$$



$$E_z^{(3)} = \frac{1}{i\omega\epsilon} \sum_{m=0}^{\infty} \bar{q}_m^2 a_m \bar{Q}_m(r) \cos \frac{\pi m}{2d} (z + d); \quad (3)$$

$$H_\varphi^{(1)} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n A_n R'_n(r) e^{\frac{\pi n z}{l}}; \quad (4)$$

$$H_\varphi^{(2)} = \sum_{m=0}^{\infty} q_m a_m Q'_m(r) \cos \frac{\pi m}{2d} (z + d); \quad (5)$$

$$H_{\varphi}^{(3)} = \sum_{m=0}^{\infty} \bar{q}_m a_m \bar{Q}'_m(r) \cos \frac{\pi m}{2d} (z + d).$$

Далее примем обозначения:

$$R_n(r) = J_0(p_n r) - \frac{J_0(p_n b)}{N_0(p_n b)} N_0(p_n r); \quad R'_n(r) = J'_0(p_n r) - \\ - \frac{J'_0(p_n b)}{N'_0(p_n b)} N'_0(p_n r); \quad \bar{Q}_m(r) = J_0(\bar{q}_m r) - \frac{J_0(\bar{q}_m c)}{N_0(\bar{q}_m c)} N_0(\bar{q}_m r);$$

$$\bar{Q}'_m(r) = J'_0(\bar{q}_m r) - \frac{J'_0(\bar{q}_m c)}{N'_0(\bar{q}_m c)} N'_0(\bar{q}_m r);$$

$$Q_m(r) = J_0(q_m r) - V_m N_0(q_m r); \quad Q'_m(r) = J'_0(q_m r) - V_m N'_0(q_m r);$$

$$V_m = \frac{J_0(q_m c_1) - W_m J'_0(q_m c_1)}{N_0(q_m c_1) - W_m N'_0(q_m c_1)};$$

$$W_m = \frac{\bar{q}_m}{\varepsilon q_m} \frac{\bar{Q}_m(c_1)}{\bar{Q}'_m(c_1)}; \quad p_n^2 = k^2 - \left(\frac{\pi n}{l} \right)^2;$$

$$q_m^2 = k^2 - \left(\frac{\pi m}{2d} \right)^2; \quad \bar{q}_m^2 = \varepsilon k^2 - \left(\frac{\pi m}{2d} \right)^2.$$

На поверхности раздела $r=a$ должны выполняться такие условия:

$$E_z^{(1)} = \begin{cases} 0, & z \in M, r = a; \\ E_z^{(2)}, & z \in \Pi, r = a; \end{cases}$$

$$H_{\varphi}^{(1)} = H_{\varphi}^{(2)}, \quad z \in \Pi, \quad r = a. \quad (7)$$

Подставляя (1), (2), (4), (5) в (6) и (7), получим систему функциональных уравнений, из которой следует [1, 2] такая система линейных алгебраических уравнений:

$$A_n - \sum_{s=-\infty}^{\infty} A_s \frac{p_s R'_s}{p_n^2 R_n} \sum_{m=0}^{\infty} q_m \frac{Q_m}{Q'_m} L_{mn} K_{ms} = 0, \quad (8)$$

$$n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$$

Из равного нулю определителя этой системы получаем собственные частоты рассматриваемого резонатора в зависимости от диэлектрической константы вставки и геометрических размеров резонатора.

В приближении одной волны дисперсионное уравнение получается в аналитической форме и имеет вид такого трансцендентного уравнения:

$$1 - q_0 \frac{Q_0}{Q'_0} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{R'_s}{R_s} \frac{S_{0s}^2}{p_s} = 0.$$

Это уравнение довольно просто решается численно с применением ЭВМ.

Список литературы: 1. Сологуб В. Г., Шестопалов В. П., Половников Г. Г. Дифракция электромагнитных волн на металлических решетках с узкими щелями.— Журн. техн. физики, 1967, 37, № 4, с. 666—679. 2. Чумаченко Н. А. Распространение электромагнитных волн в многогребневом волноводе.— Вестн. Харьк. ун-та, № 138. Радиофизика и электроника, 1976, вып. 5, с. 28—32.

Поступила в редколлегию 26.01.82.

УДК 621.372.822

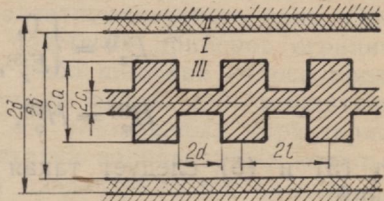
Н. А. ЧУМАЧЕНКО

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ КОАКСИАЛЬНОМ ПЕРИОДИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ДИЭЛЕКТРИКОМ

Для изменения основных характеристик волноводов используются диэлектрические и ферритовые вставки [1, 2]. Наличие периодической структуры в волноводах вносит свои особенности в характер распространения в них электромагнитных волн [3].

Представляет интерес исследовать влияние диэлектрического покрытия на распространение симметричных электромагнитных волн в цилиндрическом периодическом коаксиальном волноводе (см. рисунок).

Потенциальные функции, определяющие поля в трех областях, будем искать в таком виде:



$$\Pi^{(1)}(r, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [B_n J_0(p_n r) + C_n N_0(p_n r)] e^{i \frac{\pi n}{l} z}; \quad (1)$$

$$\Pi^{(2)}(r, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \bar{R}_n(r) e^{i \frac{\pi n}{l} z}; \quad (2)$$

$$\Pi^{(3)}(r, z) = E(N) \sum_{m=0}^{\infty} a_m Q_m(r) \cos \frac{\pi m}{2d} (z + d), \quad (3)$$

где
$$\bar{R}_n(r) = J_0(\bar{p}_n r) - \frac{J_0(\bar{p}_n b)}{N_0(\bar{p}_n b)} N_0(\bar{p}_n r);$$

$$Q_m(r) = J_0(q_m r) - \frac{J_0(q_m c)}{N_0(q_m c)} N_0(q_m r);$$

$$p_n = \sqrt{k^2 - \left(\beta + \frac{\pi n}{l}\right)^2}; \quad \bar{p}_n = \sqrt{\varepsilon k^2 - \left(\beta + \frac{\pi n}{l}\right)^2};$$

$$q_m = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi m}{2d}\right)^2}.$$

Из непрерывности касательных составляющих электрического и магнитного поля на поверхности раздела $r=b_1$ находим связь между коэффициентами C_n и B_n :

$$C_n = -B_n V_n \quad (4), \quad \text{где } V_n = \frac{J_0(p_n b_1) - W_n J'_0(p_n b_1)}{N_0(p_n b_1) - W_n N'_0(p_n b_1)};$$

$$W_n = \frac{p_n}{\varepsilon p_n} \frac{R_n(b_1)}{R'_n(b_1)}; \quad \bar{R}'_n(b_1) = J'_0(\bar{p}_n b_1) - \frac{J_0(\bar{p}_n b)}{N_0(\bar{p}_n b)} N'_0(\bar{p}_n b_1).$$

На периодической поверхности раздела должны выполняться следующие граничные условия:

$$E_z^{(1)} = \begin{cases} 0, & z \in M, \quad r = a; \\ E_z^{(3)}, & z \in \Pi, \quad r = a; \end{cases} \quad (5)$$

$$H_\varphi^{(1)} = H_\varphi^{(3)}, \quad z \in \Pi, \quad r = a. \quad (6)$$

Из (5) и (6) следует такая система функциональных уравнений:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n^2 B_n R_n(a) e_n = \begin{cases} 0, & z \in M; \\ \sum_{m=0}^{\infty} a_m q_m^2 Q_m(a) \cos X_m, & \end{cases} \quad (7)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n B_n R'_n(r) e_n = \sum_{m=0}^{\infty} a_m q_m Q'_m(a) \cos X_m, \quad (8)$$

где

$$e_n = \exp\left(\frac{\pi n}{l} z\right); \quad X_m = \frac{\pi m}{2d} (z + d).$$

Из системы функциональных уравнений (7) и (8) вытекает бесконечная система линейных алгебраических уравнений [4]:

$$B_n - \sum_{s=-\infty}^{\infty} B_s \frac{p_s R'_s}{p_n^2 B_n} \sum_{m=0}^{\infty} q_m \frac{Q_m(a)}{Q'_m(a)} L_{mn} K_{ms} = 0. \quad (9)$$

Обращенный в нуль определитель системы (9) есть дисперсионное уравнение для определения постоянной распространения электромагнитных волн в рассматриваемом волноводе.

Список литературы: 1. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы.— М.: Сов. радио, 1973.— 216 с. 2. Бергер М. Н., Каплевич Б. Ю. Прямоугольные волноводы с диэлектриком.— М.: Сов. радио, 1973.— 254 с. 3. Вальднер О. А., Шальнов А. В., Диденко А. Н. Ускоряющие волноводы.— М.: Атомиздат, 1973.— 214 с. 4. Чумаченко Н. А. Распространение электромагнитных волн в многогребневом волноводе.— Вестн. Харьк. ун-та, № 138. Радиофизика и электроника, 1976, вып. 5, с. 28—32.

Поступила в редколлегию 26.01.82.

УДК 621.396.677

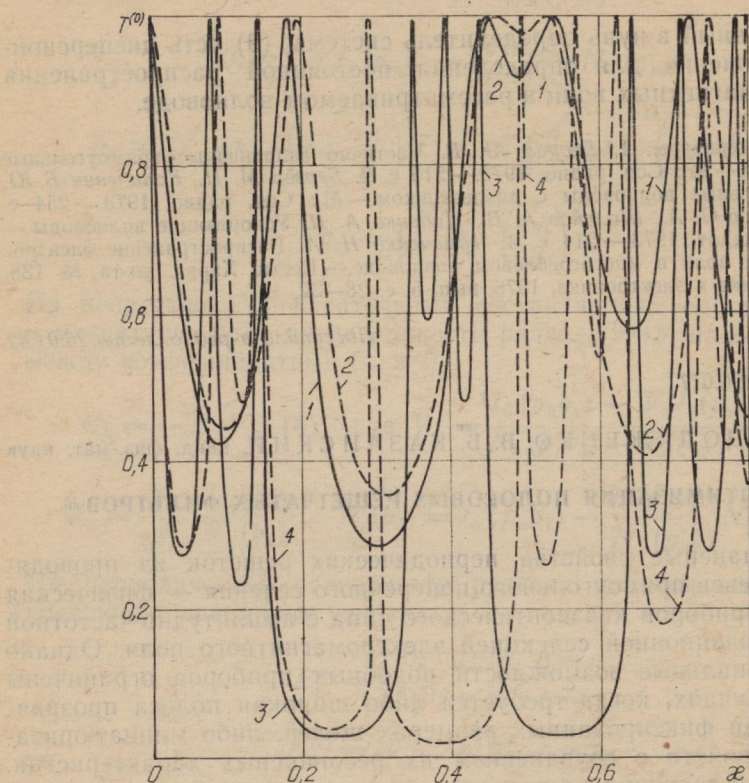
А. В. ВОДОЛАЖЕНКО, В. Б. КАЗАНСКИЙ, канд. физ.-мат. наук

ОПТИМИЗАЦИЯ ПОЛОСОВЫХ РЕШЕТЧАТЫХ ФИЛЬТРОВ

Резонансные свойства периодических решеток из проводящих брусьев прямоугольного поперечного сечения — физическая основа приборов квазиоптического типа с амплитудно-частотной и поляризационной селекцией электромагнитного поля. Однако функциональные возможности подобных приборов ограничены в тех случаях, когда требуется либо широкая полоса прозрачности при фиксированных размерах щелей, либо миниатюризация устройств с сохранением их резонансных характеристик.

Для устранения этого недостатка волноведущие каналы заполняются кусочно-однородной диэлектрической средой. Такое решение эквивалентно последовательному включению резонирующих объемов, а следовательно, возможности изменения в широких пределах полосы пропускания и реализации полосового фильтра. Коэффициенты прохождения определены бесконечной системой линейных алгебраических уравнений II рода, полученных в работе [1]. Численное решение методом редукции подобных систем затрудняет выбор оптимальных характеристик, синтез требуемого устройства и прогнозирование его свойств, поскольку выходные параметры структуры, в частности ее амплитудно-частотные характеристики, зависят от большого числа параметров: геометрических размеров структуры, материальных констант вставок и направления распространения падающей волны. В зависимости от значения этих параметров АЧХ может

иметь в одноволновом диапазоне ($\lambda \geq l$) как высокодобротные резонансы, так и полосы пропускания (запирающие) с той или иной глубиной и частотой мелкомасштабной модуляции. Выбор местоположения полос запирающие (пропускания) можно приблизительно оценить, например, по рекомендациям теории многослойной просветленной оптики, приближенного дисперсионно-



го уравнения. Но для выбора оптимальной полосы (ее максимальной ширины и минимальной амплитуды мелкомасштабных осцилляций) требуются большие затраты машинного времени, которые не всегда приводят к желаемому результату.

Поэтому для оптимизации характеристик решетчато-диэлектрических фильтров был предложен и реализован метод прямого поиска (спуска по координатам) [2].

Выбор этого метода минимизации объясняется тем, что он приводит к хорошим результатам для любого рельефа минимизируемой функции, если только он не содержит оврагов. В рельефе зависимости модуля коэффициента отражения (прохождения) от высот диэлектрических вставок овраги отсутствуют везде, кроме точек ослепления. А поскольку присутствие таких

точек в рабочей полосе системы нежелательно, то наличием этой особенности можно пренебречь.

Для синтеза технически реализуемой конструкции этот метод требует сравнительно небольшого количества вычислений минимизируемой функции (порядка 20—30) в необходимом диапазоне частот. В качестве последней использовалась частотная зависимость коэффициента прохождения, а в качестве критерия минимизации — функция вида

$$\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |T_i^{(0)}|^2$$
, где $T_i^{(0)}$ — коэффициент прохождения по нулевой гармонике; N — количество точек, в которых минимизируемая функция вычислялась в заданном интервале частот. Для получения оптимальной полосы пропускания сводилось к минимуму отличие критерия минимизации от 1, а для получения полосы запираания — от нуля.

Для расчетов использовалась переведенная на Фортран ЕС программа 1786 из [3]. Предельное число вычислений равнялось 20. Результаты оптимизации представлены на рисунке. Кривая 1 — исходная для формирования полосы прозрачности. Для оптимизации (уменьшения амплитуды мелкомасштабной модуляции) был взят интервал $\kappa \in [0,45; 0,55]$ с равномерным распределением на ней точек вычислений $|T_i^{(0)}|$. Их количество равнялось 11. В результате получена зависимость 2. Для полосы запираания в интервале $\kappa \in [0,3; 0,5]$ вначале не удалось получить приемлемую зависимость (исходная кривая — 3), но в результате оптимизации ($N=21$) АЧХ приняла вид кривой 4. Время счета на ЭВМ ЕС-1022 составляло в первом случае 6 мин, во втором — 11, причем 95% машинного времени было затрачено на собственно вычисление минимизируемой функции.

Список литературы: 1. Казанский В. Б. О расчете одной модели согласованной фазированной антенной решетки. — Вести. Харьк. ун-та, № 227. Внутренние и внешние задачи электродинамики, 1982, с. 14—18. 2. Калитин Н. Н. Численные методы. — М.: Наука, 1978. — 512 с. 3. Библиотека алгоритмов 1516-2006: Справочное пособие, вып. 4/ М. И. Агеев, В. П. Алик, Ю. И. Марков и др. — Под ред. М. И. Агеева. — М.: Радио и связь, 1981.

Поступила в редколлегию 29.01.82.

УДК 537.877

В. А. КАРПОВА

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СИГНАЛОВ В ЛИНИЯХ ПЕРЕДАЧИ С ДИСПЕРСИЕЙ

В данном сообщении приводятся результаты решения задачи об изменении электромагнитного сигнала в процессе его распространения в линии передачи с определенным законом дисперсии, который находится в процессе решения краевой электродинамической задачи. Исходная постановка задачи является классической [1, 2], а именно: для любого момента времени $t > 0$

требуется найти в произвольной точке пространства внутри волновода электромагнитное поле E , H , представимое через электрический $\vec{\Pi}_1 = z_0 U_1(\vec{r}, t)$ и магнитный $\vec{\Pi}_2 = z_0 U_2(\vec{r}, t)$ векторы Герца, которое удовлетворяет на поверхности волновода граничным условиям $E_{tg} = 0$, а векторы Герца являются решением волнового уравнения:

$$\Delta \vec{\Pi}_j(\vec{r}, t) - \frac{\epsilon_{11}}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\Pi}_j(\vec{r}, t)}{\partial t^2} = 0, \quad j = 1, 2; \quad (1)$$

при начальных условиях

$$U_j(\vec{r}, 0) = U_j(\vec{r}_\perp) \cdot V_p(z, 0); \quad \frac{\partial U_j(\vec{r}, 0)}{\partial t} = 0. \quad (2)$$

Начальное распределение поля удобно представить в виде рядов Фурье по функциям Гаусса—Эрмита (такие разложения называются рядами Грамма—Шарлье). В силу ортогональности этих функций при произвольных начальных условиях для сигнала достаточно ограничиться случаем, когда

$$V_p(z, 0) = \frac{B}{L_0 \sqrt{2\pi}} \cdot H_p\left(\frac{z}{L_0}\right) \exp\left(-\frac{z^2}{2L_0^2}\right) \cos h_0 z.$$

Здесь $H_p\left(\frac{z}{L_0}\right)$ — полином Эрмита ($p = 0, 1, 2, \dots$); h_0 — фиксированное значение постоянной распространения; L_0 — начальная ширина огибающей сигнала.

В качестве конкретного примера линии передачи с дисперсией выберем многомодовые полые цилиндрические волноводы прямоугольного и круглого поперечного сечения.

Решение краевой задачи с начальными условиями (2) для потенциалов Герца имеет вид

$$U_j(\vec{r}, t) = U_j^{(0)}(\vec{r}, t) \cdot V_p(z, t) + \tilde{U}_j^{(0)}(\vec{r}, t) \cdot \tilde{V}_p(z, t), \quad (3)$$

где

$$U_j^{(0)}(\vec{r}, t) = U_j(\vec{r}_\perp) \exp i[h_0 z - \omega_0 t];$$

$$V_p(z, t) = \frac{1}{\sqrt{L_0 L(t)}} \cdot H_p\left[\frac{z - v_{rp} t}{L(t)}\right] \exp\left[-\frac{(z - v_{rp} t)^2}{2L^2(t)} + i\Phi\right];$$

$$\Phi = \frac{(z - v_{rp} t)^2 ct}{2k_0 L_0^2 L^2(t)} - \frac{\pi}{2} p - \left(p + \frac{1}{2}\right) \arctg \frac{ct}{k_0 L_0^2};$$

$L(t) = \left[L_0^2 + \left(\frac{ct}{k_0 L_0} \right)^2 \right]^{1/2}$ — эффективная ширина огибающей сигнала; $v_{гр} = ch_0/k_0$; $k_0^2 = h_0^2 + g_{jmn}^2$.

Функция $U_j^{(0)}(\vec{r}, t)$ описывает поле плоской волноводной волны, распространяющейся вдоль оси oz ; $\tilde{U}_j^{(0)}(\vec{r}, t)$ — против оси oz ; множители $V_p(z, t)$, $\tilde{V}_p(z, t)$ — соответствуют двум бегущим навстречу друг другу сигналам с одинаковыми по величине и противоположными по знаку фазовыми и групповыми скоростями. Величина $U_j(\vec{r}, t)$ есть комплексная амплитуда векторов Герца. Для перехода к реальным полям следует в правой части выражения (3) добавить комплексно сопряженную величину.

Если в волноводе исследуется многомодовый режим, то на некотором критическом расстоянии от источника информация может быть разрушена по двум причинам: во-первых, из-за расщепления и убывания огибающей сигнала в каждой фиксированной волноводной волне; во-вторых, из-за распространения волноводных волн с различными групповыми скоростями и «перепутывания» заложенной в них информации. Для определения этого критического расстояния вдоль оси oz в качестве критерия следует выбрать то условие, что разность расстояний, пройденных волнами, который содержится в двух соседних волноводных волнах, приблизительно равна удвоенной дисперсии одного из них. Полученное решение без принципиальных затруднений может быть обобщено для других типов линии передачи с дисперсией и типов передаваемых сигналов.

Список литературы: 1. Джексон Дж. Классическая электродинамика.— М.: Мир, 1965.— 702 с. 2. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы.— М.: Сов. радио, 1966.— 475 с.

Поступила в редколлегию 08.12.81.

УДК 621.382.2

А. В. ДЯДЧЕНКО, Е. П. ИВАНОВА канд. физ.-мат. наук,
Э. Д. ПРОХОРОВ, д-р физ.-мат. наук

ЧАСТОТНЫЕ ШУМЫ ГЕНЕРАТОРОВ ГАННА 3-см И 8-мм ДИАПАЗОНОВ

В настоящее время твердотельные генераторы СВЧ-мощности находят широкое применение при разработке когерентных устройств для радиолокационных и доплеровских систем свя-

зи и обнаружения. В связи с этим все более жесткие требования предъявляются к генераторам как по уровню собственных шумов, так и по величине выходной мощности.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований уровня частотных флюктуаций генераторов на диодах Ганна (ГДГ), работающих в непрерывном режиме в 3-см и 8-мм диапазонах длин волн с выходной мощностью колебаний $\sim 150\text{--}50$ мВт соответственно.

Экспериментальные диоды изготавливались на основе эпитаксиальных пленок $n\text{-GaAs}$ на частоту 10 ГГц (концентрация электронов $n=2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, длина активной области $l=10$ мкм), на частоты $l=35\div 40$ ГГц ($n=5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $l=2,5$ мкм). Конструкция экспериментальных диодов Ганна и технология их изготовления описаны ранее [1]. В экспериментах диоды помещались в узкополосную генераторную камеру соответствующего диапазона, представляющую собой короткозамкнутый прямоугольный волновод, зауженный в месте расположения диода и соединенный с нагрузкой через отверстие связи. Перестройка частоты осуществлялась с помощью емкостного винта, расположенного на определенном расстоянии от короткозамкнутой стенки волновода. Подача напряжения смещения на диод Ганна осуществлялась от стабилизированного источника напряжения типа ТЕС 88 через трехзвенный фильтр низкой частоты, препятствующий утечке СВЧ-сигнала в цепь питания.

Измерения ЧМ-шумов ГДГ проводились с помощью одноканального измерителя флюктуаций частоты, состоящего из частотного дискриминатора с нагруженной добротностью $\sim 10^4$, прецизионного аттенюатора, амплитудного детектора на горячих носителях и индикатора шумового напряжения SMV6.5.

Уровень частотных флюктуаций определялся стандартным способом через спектральную плотность флюктуаций частоты [2]:

$$S_v(F) = \frac{U_{\text{эф}}^2(\Delta F)}{2S_g^2 \Delta F},$$

где $U_{\text{эф}}$ — эффективное напряжение шумов на нагрузке детектора в полосе частот ΔF ; S_g — крутизна амплитудно-частотной характеристики дискриминатора.

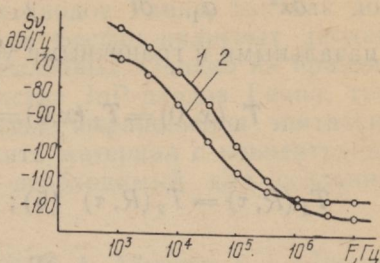
На рисунке приведены спектры ЧМ-шумов экспериментальных диодов Ганна 3-см (1) и 8-мм (2) диапазонов, отстоящих от несущей на $10^3\text{--}10^7$ Гц в полосе 1 Гц.

Анализ полученных результатов показывает, что на частотах $10^3\text{--}10^5$ Гц, отстоящих от несущей, ЧМ-шум генераторов Ганна носит характер фликкер-шума с индексом α , изменяющимся от 1 до 2, а на более высоких частотах отстройки — теплового СВЧ-шума. Изменение индекса α , характеризующего фликкер-шум, очевидно, связано со спонтанными флюктуациями концен-

трации носителей, которые приводят к модуляции импеданса диода Ганна как по постоянному, так и по СВЧ-смещению.

Снижение уровня ЧМ-шума ГДГ 3-см диапазона по сравнению с уровнем ЧМ-шума ГДГ 8-мм диапазона на частотах отстройки 10^7 Гц характеризует переход от фликкер-шума к тепловому шуму, который в значительной степени определяется мощностью несущей.

Дальнейшее уменьшение уровня ЧМ-шумов ГДГ будет определяться улучшением качества материалов, применением новых полупроводниковых материалов и разработкой новых схемных решений пассивной и активной стабилизации генераторов Ганна.



Список литературы: 1. Прохоров Э. Д., Арендарь В. Н., Белецкий Н. И., Дядченко А. В. Влияние температуры на эффективность генерации диодов Ганна в диапазоне частот.—Радиотехника и электроника, 1976, 21, № 11, с. 2449—2450. 2. Мамедов К. Я., Никонов В. М., Новоженев В. Н. Экспериментальное исследование флюктуаций частоты магнетронов.—Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1978, 21, № 10, с. 131—133.

Поступила в редколлегию 07.01.82.

УДК 621.382.2

Ю. В. АРКУША, П. И. ПЕРЕТЯТЬКО,
С. Н. СКОРОБОГАТОВА

О ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМАХ ДИОДОВ ГАННА

На пути создания мощных генераторных диодов, использующих междолинный перенос электронов, возникают определенные сложности, связанные с повышением рабочей температуры диода, которое влечет за собой ухудшение основных параметров приборов. Решение этой проблемы является очень важной задачей современной полупроводниковой электроники. И одним из вариантов решения является поиск новых полупроводниковых материалов с улучшенными теплофизическими характеристиками.

Известно, что наиболее распространенным материалом для производства диодов Ганна является n -GaAs. Но исследования последних лет показали, что гораздо большими потенциальными возможностями обладает фосфид индия InP. Цель настоящей работы — исследовать тепловые режимы диодов Ганна на основе GaAs и InP.

Рассматривается диодная структура типа «сэндвич» с односторонним отводом тепла. Предполагается, что граница между n и n^+ областями отражающая, т. е. тепло из n -области в n^+ не

распространяется. Тепловыделением в n^+ -области пренебрегают. Тогда задача сводится к решению уравнений теплопроводности:

$$\frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} - \frac{1}{a_1} \cdot \frac{\partial T_1}{\partial t} = -\frac{Q}{\lambda_1} \quad (1); \quad \frac{\partial^2 T_2}{\partial x^2} - \frac{1}{a_2} \cdot \frac{\partial T_2}{\partial t} = 0 \quad (2)$$

с начальными и граничными условиями

$$T_1(x, 0) = T_2(x, 0) = T_0 \quad (3); \quad \frac{\partial T_1}{\partial x}(0, \tau) = 0; \quad (4)$$

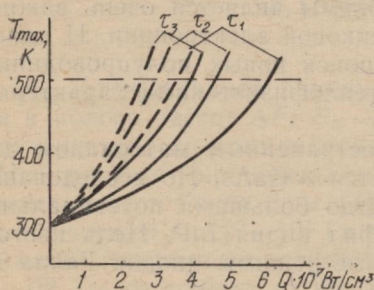
$$T_1(R, \tau) = T_2(R, \tau) \quad (5); \quad \lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial x}(R, \tau) = \lambda_2 \frac{\partial T_2}{\partial x}(R, \tau); \quad (6)$$

$$\frac{\partial T_2}{\partial x}(\infty, \tau) = 0, \quad (7)$$

где λ_1, λ_2 — коэффициенты теплопроводности активного слоя и теплоотода; a_1, a_2 — коэффициенты температуропроводности активного слоя и теплоотода; R — толщина активного слоя; Q — удельное тепловыделение в активном слое.

При расчетах использовались типичные параметры диодов Ганна как на основе GaAs ($n_0 = 0,5 \div 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 6000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, минимальное поле вне домена $E_{r \min} = 1,5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$, $\eta = 2 \div 5\%$), так и на основе InP ($n_0 = 0,5 \div 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu = 4000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $E_{r \min} = 2,5 \cdot 10^3 \text{ В/см}$, $\eta = 2 \div 5\%$). Были учтены температурные

зависимости коэффициентов теплопроводности полупроводниковых материалов. Вблизи 300 К теплопроводность аппроксимировалась зависимостью $\lambda_1 = 150/T [\text{Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}]$ для GaAs [1] и $\lambda_1 = 2,5 \cdot \exp(-0,00425 T) [\text{Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}]$ для InP [2]. На рисунке приведены зависимости максимальной температуры от удельного тепловыделения в активном слое арсенид-галлиевого диода (пунктирные кривые) и фосфид-индиевого диода (сплошные кривые), соответствующие



различным моментам времени ($\tau_1 = 3 \text{ мкс}$, $\tau_2 = 4 \text{ мкс}$, $\tau_3 = 5 \text{ мкс}$). Если при малых уровнях тепловыделения ($Q \lesssim 10^7 \text{ Вт/см}^3$) максимальные температуры активной области различаются слабо, то при больших тепловыделениях значительно. Известно, что максимальная температура для диодов Ганна

не должна превышать некоторой критической температуры $T_{кр}$, которую, как правило, принимают равной около 500 К. Из рисунка видно, что диоды Ганна на основе InP обладают лучшими

теплофизическими характеристиками по сравнению с диодами на основе GaAs. Критические температуры активного слоя диода на основе InP достигаются при более высоких уровнях плотности тепловыделения, чем у арсенид-галлиевых диодов.

Таким образом, InP является более подходящим, чем GaAs, материалом для создания мощных диодов Ганна, так как допустимые рассеиваемые мощности в фосфид-индиевых диодах могут быть выше, чем в арсенид-галлиевых. Однако на практике пока не реализованы преимущества InP-диодов Ганна, так как из-за несовершенства технологии выращивания эпитаксиального InP еще не удается получить материал с концентрацией примесей $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и ниже, необходимый для создания мощных диодов.

Список литературы: 1. Carlson R. O., Slack G. A., Silverman S. J.— Thermal conductivity of GaAs and $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ laser semiconductors.— Journ. Appl. Phys., 1965, 36, p. 505—507. 2. Maycock P. D. Thermal conductivity of silicon, germanium, III—V compounds and III—V alloys.— Solid-State Electronics, 1967, 10, N 3, p. 161—168.

Поступила в редколлегию 28.12.81.

УДК 621.382.2

Н. А. ШЕХОВЦОВ, канд. физ.-мат. наук,
А. А. МИШНЕВ, Н. А. ШЕХОВЦОВА

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДЛИННЫХ $m-i-m$ СТРУКТУР С УЧЕТОМ КВАЗИНЕЙТРАЛЬНОСТИ i -ОБЛАСТИ

При получении вольт-амперной характеристики (ВАХ) длинных диодов [1] путем интегрирования уравнения для электрического поля базы, определяемого уравнениями для электронного и дырочного токов [2, 3], исключается влияние коэффициента инжекции $p-n$ перехода на квазинейтральность базы. В результате этого не учитывается часть напряжения на базе, обусловленная этим влиянием. Поэтому рассмотрена ВАХ длинной $m-i-m$ структуры с учетом влияния коэффициента инжекции $m-i$ контакта на квазинейтральность i -области при мономолекулярной рекомбинации.

Распределение носителей в квазинейтральной i -области в стационарном случае описывается системой уравнений:

$$-j_n = qv_n n E + qD_n \frac{dn}{dx}; \quad (1)$$

$$-j_p = qv_p p E + qD_p \frac{dp}{dx}; \quad (2)$$

$$j = j_n + j_p; \quad (3)$$