

К-14038

V

302/43

ВЕСТНИК

ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 216

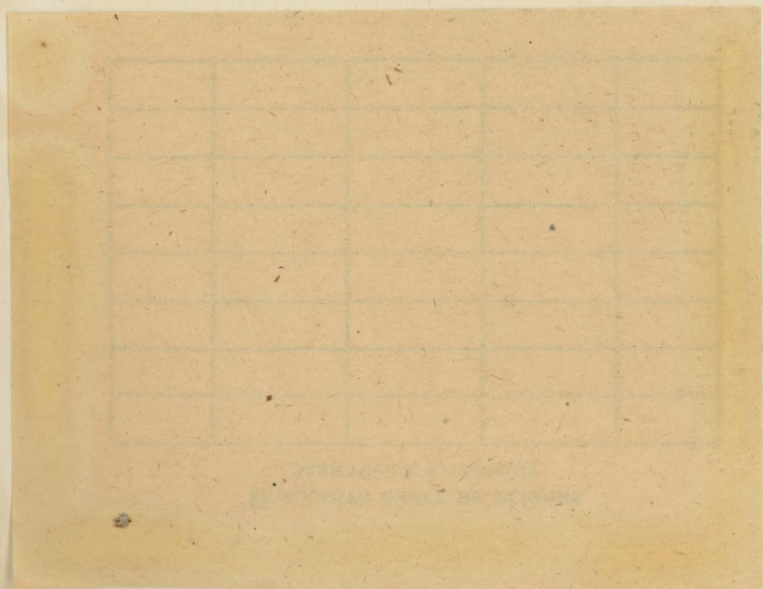
ГЕНЕРАЦИЯ, РАСПРОСТРАНЕНИЕ
И РАССЕИВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ
ВОЛН

Выпуск 10

1 р.



Вестн. Харьк. ун-та, 1981, № 216, 1—96.



ВЕСТНИК
ХАРЬКОВСКОГО
УНИВЕРСИТЕТА

№ 216

**ГЕНЕРАЦИЯ, РАСПРОСТРАНЕНИЕ И РАССЕЯНИЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН**

В Ы П У С К 10

Основан в 1971 г.

ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
ИЗДАТЕЛЬСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ «ВИЩА ШКОЛА»
1981

УДК 621.3

Генерация, распространение и рассеяние электромагнитных волн, вып. 10. — Вестн. Харьк. ун-та, № 216. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1981. — 96 с.

В вестнике приведены результаты исследований по актуальным проблемам радиофизики и электроники — генерированию, распространению и рассеянию электромагнитных волн в свободном пространстве, неоднородных средах, волноведущих и периодических структурах, а также рассмотрены задачи молекулярной физики и радиоспектроскопии.

Рассчитан на научных и инженерно-технических работников, специализирующихся в области радиофизики и электроники, а также на аспирантов и студентов старших курсов радиофизических и радиотехнических факультетов вузов.

Списки лит. в конце статей.

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

Печатается по решению Ученого совета радиофизического факультета от 15 февраля 1980 г.

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

Редакция естественнонаучной литературы

В 30407 — 049
M226(04) — 81

© Харьковский государственный университет, 1981

РАССЕЯНИЕ РАДИОИМПУЛЬСОВ ВЫСТУПОМ
НА ПРОВОДЯЩЕЙ ПЛОСКОСТИ

Рассматривается двумерная задача рассеяния H -поляризованных импульсов электромагнитной энергии, падающих под произвольным углом α на структуру в виде идеально проводящей плоскости с идеально проводящим и бесконечно тонким выступом высотой d . Система координат выбирается таким образом, чтобы выступ лежал в плоскости $z=0$, а экран — в плоскости $y=0$. Угол падения α отсчитывается от оси oy .

Поле падающего импульса является решением волнового уравнения и в системе координат, связанной с направлением распространения, должно удовлетворять известному граничному условию

$$H_x^{\text{пад}}(0; t) = f(t), \quad (1)$$

где функция $f(t)$ считается заданной и определяет форму падающего импульса.

В теоретическом плане исследование рассеяния импульсов сводится к задаче рассеяния цуга плоских волн различных частот. Это позволяет при решении подобных задач использовать метод разложения сложного волнового процесса на отдельные спектральные составляющие и свести рассматриваемую задачу к такой, где частота считается заданной. Поэтому поле импульса, рассеянного структурой, как и поле падающего импульса, удобно представить в виде интеграла Фурье по монохроматическим волнам

$$H_x(y, z; t) = \pm \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{-i\omega t} \int_0^{\infty} b(\xi, \omega) e^{\pm ikz\sqrt{1-\xi^2}} \cos(ky\xi) d\xi d\omega, \quad z \geq 0, \quad (2)$$

где $F(\omega)$ — спектральная огибающая поля падающего импульса, зависящая от его формы; $b(\xi, \omega)$ — неизвестная функция, которая находится из решения соответствующей задачи рассеяния плоской H -поляризованной волны; $k=\omega/c$ — волновое число. Переменная ξ в формуле (2) имеет смысл косинуса угла, определяющего направление распространения гармоник рассеянного поля.

Поиск функции $b(\xi, \omega)$ в области, где длина волны значительно больше или сравнима с высотой выступа, сведен к решению интегрального уравнения Фредгольма второго рода [1]. В области, где длина волны значительно меньше высоты выступа, функция $b(\xi, \omega)$ построена с использованием известной коротковолновой асимптотики задачи рассеяния плоской H -поляризованной волны на металлической ленте [2]. Заметим, что

и в любой другой области изменения длины волны решение задачи рассеяния плоской H -поляризованной волны на проводящей плоскости с выступом может быть построено на основе известного решения задачи рассеяния такой же волны на металлической ленте.

В данной статье исследуется изменение формы огибающей высокочастотных импульсов, отраженных рассматриваемой структурой в различных направлениях при $kr \gg 1$, где $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ — расстояние от выступа до точки наблюдения. Пусть функция $f(t)$ в выражении (1) имеет вид

$$f(t) = e^{-t^2/T^2} \cos(\omega_0 t),$$

где T — эффективная длительность импульса; ω_0 — несущая частота. Спектральная огибающая в этом случае также является гауссовой функцией:

$$F(\omega) = \frac{T}{4\sqrt{\pi}} \left\{ e^{-\left[\frac{T}{2}(\omega - \omega_0)\right]^2} + e^{-\left[\frac{T}{2}(\omega + \omega_0)\right]^2} \right\}.$$

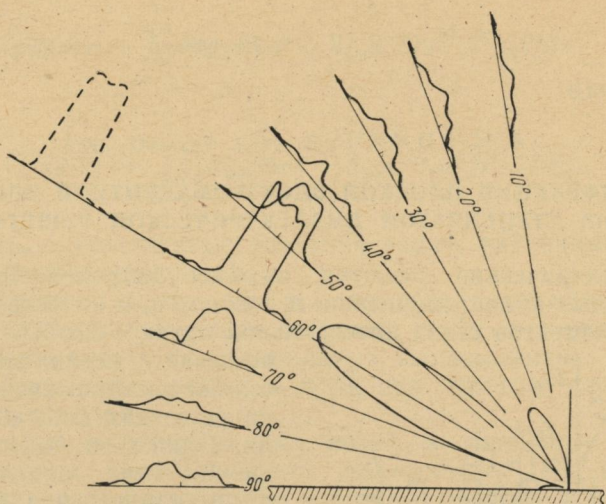
В случае падения на проводящую плоскость с выступом высокочастотного импульса с огибающей прямоугольной формы длительностью T функция $F(\omega)$ имеет вид

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{\sin \frac{T}{2}(\omega + \omega_0)}{\omega + \omega_0} + \frac{\sin \frac{T}{2}(\omega - \omega_0)}{\omega - \omega_0} \right].$$

Так как $b(\xi, \omega)$ не на всем интервале изменения ξ и ω задана в аналитической форме, получить в явном виде выражение для поля отраженного импульса в общем случае не представляется возможным. Поэтому в работе форма огибающей отраженного в произвольном направлении импульса исследовалась численно, за исключением случая рассеяния квазимонохроматических импульсов с гауссовой огибающей, для которых должно выполняться условие $\omega_0 T \gg 1$. Спектральная огибающая таких импульсов является быстро изменяющейся функцией и заметно отлична от нуля только в малой окрестности несущей частоты, а на всех остальных частотах практически равна нулю. В этом случае основная часть энергии в спектрах падающего и отраженного импульсов лежит в малой окрестности несущей частоты. Если в этой окрестности функция $b(\xi, \omega)$ изменяется медленно, то в формуле (2), поменяв предварительно порядок интегрирования, из-под знака интеграла по ω можно вынести $b(\xi, \omega)$, взятую на несущей частоте. Как следует из решения задачи рассеяния плоской монохроматической волны рассматриваемой структурой, предположение о медленном характере изменения $b(\xi, \omega)$ при достаточно малой ширине

спектра выполняется всегда. Выполнив таким образом операции интегрирования, получим выражение для поля импульса, отраженного рассматриваемой структурой в направлении, образующем с плоскостью выступа угол ϑ , в дальней зоне:

$$H_x(\vartheta) \simeq - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sin \vartheta e^{-\tau^2/l^2} \frac{|b(\cos \vartheta, \kappa)|}{\sqrt{\kappa}} \cos \left[\kappa \tau + \frac{\pi}{4} - \arctg \frac{\operatorname{Im} b(\cos \vartheta, \kappa)}{\operatorname{Re} b(\cos \vartheta, \kappa)} \right], \quad (3)$$



где $\tau = (ct - r)/d$, $l = cT/d$, $\kappa = kd$. Из выражения (3) следует, что квазимонохроматические импульсы при рассеянии не претерпевают существенных искажений.

В общем случае, т. е. при рассеянии импульсов с огибающей произвольной формы, исследование отраженных импульсов сводилось к численному анализу следующего интеграла:

$$H_x(\vartheta) \simeq - \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sin \vartheta e^{-\frac{\tau^2}{l^2}} \int_{-\infty}^{\infty} F(\kappa) b(\cos \vartheta, \kappa) e^{-i\kappa\tau} \frac{d\kappa}{\sqrt{\kappa}}. \quad (4)$$

На рисунке представлены огибающие высокочастотных импульсов, отраженных рассматриваемой структурой в различных направлениях, для случая падения на нее импульса с прямоугольной огибающей, изображенной на рисунке пунктирной линией ($\alpha = 60^\circ$, $\kappa_0 = 4\pi$, $l = 1,5$). На рисунке изображена также диаграмма направленности рассеянного поля плоской монохроматической волны на частоте высокочастотного заполнения

импульса. Из рисунка видно, что амплитуда отраженного в произвольном направлении импульса пропорциональна амплитуде рассеянного в данном направлении поля плоской волны. Наименьшее искажение претерпевает импульс, отраженный плоскостью с выступом в направлении на источник. Искажение импульсов обусловлено наличием дисперсии трансформанты Фурье рассеянного рассматриваемой структурой поля.

Список литературы: 1. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. — Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1971. — 400 с. 2. Хенл Х., Мауэ А. Вестпфаль К. Теория дифракции. — М.: Мир, 1964. — 428 с.

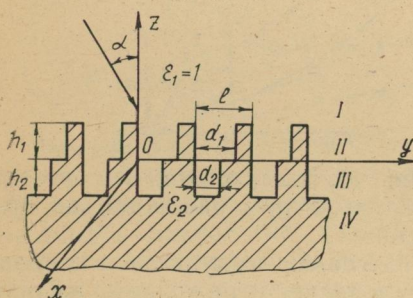
Поступила в редколлегию 25.12.79.

УДК 538.574.6

А. Н. СИМАЧЕВ, канд. физ.-мат. наук

ДИФРАКЦИЯ ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ НА СТУПЕНЧАТОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ

Диэлектрические решетки находят широкое применение в различных областях физики, в частности, в качестве периодических элементов связи интегральной оптики. Особые трудности



вызывает исследование рассеяния электромагнитных волн на решетках сложного профиля. Одним из подходов к решению этих задач, который рассматривается в данной работе, является аппроксимация профиля решетки ступенчатой функцией. Таким образом, задача может быть сведена к ступенчатой диэлектрической решетке.

Пусть на двухступенчатую решетку падает плоская E -поляризованная волна под углом α (см. рисунок). Период решетки — l ; ширина щелей — d_1 и d_2 ; высота ступенек — h_1 и h_2 ; диэлектрическая проницаемость материала решетки — ϵ_2 ($\text{Im} \epsilon_2 > 0$). Зависимость от времени предполагается в виде $\exp(-i\omega t)$. Решение задачи в этом случае определяется единственной составляющей электрического поля E_x . Вне решетки поле можно представить в виде

$$E_x^I(y, z) = e^{-l(\gamma_0 z - \rho_0 y)} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} a_n e^{i\gamma_n(z-h_1)+i\rho_n y}; \quad (1)$$

$$E_x^{IV}(y, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n e^{-i\gamma_{n2}(z+h_2) + i p_n y},$$

где $p_0 = k\sqrt{\epsilon_1} \sin \alpha$; $\gamma_0 = k\sqrt{\epsilon_1} \cos \alpha$; $\gamma_{n1} = \sqrt{k^2 \epsilon_1 - p_n^2}$; $\gamma_{n2} = \sqrt{k^2 \epsilon_2 - p_n^2}$; $p_n = p_0 + 2\pi n/l$; $k = 2\pi/\lambda$; ϵ_1 — диэлектрическая проницаемость пространства над решеткой и в щелях.

Поле в области решетки ($h_1 > z > -h_2$) можно представить в виде разложений в ряды Фурье по полным системам собственных функций $F_{1m}(y)$ и $F_{2m}(y)$ задач Штурма—Лиувилля [1]:

$$E_x^{II}(y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} [\alpha_{1m} e^{\mu_{1m} z} + \beta_{1m} e^{-\mu_{1m} z}] F_{1m}(y); \quad (2)$$

$$E_x^{III}(y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} [\alpha_{2m} e^{\mu_{2m} z} + \beta_{2m} e^{-\mu_{2m} z}] F_{2m}(y),$$

где μ_{1m} , μ_{2m} — собственные значения задач, найденные из характеристических уравнений.

Коэффициенты a_n , b_n , α_{1m} , β_{1m} , α_{2m} , β_{2m} , подлежащие определению, подбираются таким образом, чтобы выполнялись условия непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного векторов поля при переходе через плоскости $z=h_1$, $z=0$ и $z=-h_2$.

Представляя выражения для полей в граничные условия и проведя ряд преобразований, аналогичных [1], приходим к двум связанным бесконечным системам линейных алгебраических уравнений второго рода относительно a_n и b_n :

$$a_n = \sum_{s=-\infty}^{\infty} A_{ns} b_s - \delta_n^0 e^{-i\gamma_0 h_1}; \quad b_n = \sum_{s=-\infty}^{\infty} B_{ns} a_s + C_n, \quad (3)$$

где δ_n^0 — символ Кронекера;

$$A_{ns} = \frac{1}{l} \sum_{m=0}^{\infty} \xi_{1m}^* \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \tau_m^k \xi_{2k}^s \left\{ \text{ch}(\mu_{1m} h_1) \left[\text{ch}(\mu_{2k} h_2) - \frac{i\gamma_{s2}}{\mu_{2k}} \text{sh}(\mu_{2k} h_2) \right] + \frac{\mu_{2k}}{\mu_{1m}} \text{sh}(\mu_{1m} h_1) \left[\text{sh}(\mu_{2k} h_2) - \frac{i\gamma_{s2}}{\mu_{2k}} \text{ch}(\mu_{2k} h_2) \right] \right\} \right\};$$

$$B_{ns} = \frac{1}{l} \sum_{m=0}^{\infty} \xi_{2m}^* \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \sigma_m^k \xi_{1k}^s \left\{ \text{ch}(\mu_{2m} h_2) [\text{ch}(\mu_{1k} h_1) - \frac{i\gamma_{s1}}{\mu_{1k}} \text{sh}(\mu_{1k} h_1)] + \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{\mu_{1k}}{\mu_{2m}} \operatorname{sh}(\mu_{2m} h_2) \left[\operatorname{sh}(\mu_{1k} h_1) - \frac{i\gamma_{s1}}{\mu_{1k}} \operatorname{ch}(\mu_{1k} h_1) \right] \Bigg\}; \\
C_n = & e^{-i\gamma_0 h_1} \frac{1}{l} \sum_{m=0}^{\infty} \xi_{2m}^{n*} \left\{ \sum_{k=0}^{\infty} \sigma_m^k \xi_{1k}^0 \left\{ \operatorname{ch}(\mu_{2m} h_2) \left[\operatorname{ch}(\mu_{1k} h_1) + \right. \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{i\gamma_0}{\mu_{1k}} \operatorname{sh}(\mu_{1k} h_1) \right] + \frac{\mu_{1k}}{\mu_{2m}} \operatorname{sh}(\mu_{2m} h_2) \left[\operatorname{sh}(\mu_{1k} h_1) + \frac{i\gamma_0}{\mu_{1k}} \operatorname{ch}(\mu_{1k} h_1) \right] \right\} \Bigg\}; \\
\xi_{1,2m}^{n*} = & \int_0^l F_{1,2m}(y) e^{-ip_n y} dy; \quad \xi_{1,2k}^s = \int_0^l F_{1,2k}^*(y) e^{ip_s y} dy; \\
\tau_m^k = & \int_0^l F_{2k}(y) F_{1m}^*(y) dy; \quad \sigma_m^k = \int_0^l F_{1k}(y) F_{2m}^*(y) dy.
\end{aligned}$$

Системы (3) можно свести к одной системе с более сложными матричными элементами, подставляя одну из них в другую. В случае $\operatorname{Im} \varepsilon_2 \gg 1$ и узких щелей можно получить решение уравнений (3) методом последовательных приближений. В общем же случае решение находится численными методами.

Аналогично решается задача и для большего количества ступенек, но матричные элементы A_{ns} и B_{ns} систем (3) имеют более сложный вид, причем количество вложенных сумм в A_{ns} и B_{ns} соответствует числу ступенек. Наиболее простой случай одной ступеньки соответствует прямоугольной диэлектрической гребенке. Дифракция H -поляризованной волны рассматривается аналогично. Трансцендентные характеристические уравнения для собственных значений $\mu_{1m}, \mu_{2m} \dots$ для слоев с высотой $h_1, h_2 \dots$ такие же, как и для решеток из диэлектрических прямоугольных брусьев толщиной $h_1, h_2 \dots$ [1, 2]. Аппроксимация профиля решетки ступенчатой функцией используется нами для исследования рассеяния волн на диэлектрическом эшелетте.

Список литературы: 1. Квач Н. В., Сологуб В. Г., Шестопапов В. П. Дифракция плоской H -поляризованной волны на решетке из проводящих диэлектрических брусьев прямоугольного сечения. — Радиотехника, 1975, вып. 34, с. 3—11. 2. Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков: Изд-во Харьк. ун-та, 1973. — 288 с.

Поступила в редколлегию 25.12.79.

Л. А. СКАЛЬКО, канд. физ.-мат. наук,
Н. А. ХИЖНЯК, д-р физ.-мат. наук

РАССЕЯНИЕ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА КРАЕ ЭКРАНА

Рассеяние электромагнитных волн на препятствиях находит широкое применение в теории антенн, в технике СВЧ, радиолокации и т. д.

Предлагаемая задача является классической. Наиболее полное и строгое ее исследование приведено в работе [1]. Эту задачу можно также рассматривать как частный случай дифракции плоской волны на параболическом цилиндре (см., например, [2]). Однако указанные решения представлены в таком виде, что они требуют сложных преобразований для понимания конечных результатов.

В данной статье приводится строгое решение задачи в координатах параболического цилиндра [3]:

$$x = \frac{\xi^2 - \eta^2}{2}; \quad y = \xi\eta; \quad z = z; \quad (0 \leq \xi < \infty, \quad -\infty < \eta < \infty).$$

Требуется найти решение волнового уравнения для одной из компонент электромагнитного поля $E = \{0, 0, u_0\}$:

$$(\Delta + k^2)u = 0, \quad (1)$$

где $u = u_0 + v$; $u_0 = e^{ikh}$ — компонента падающей волны; v — компонента вторичного поля; Δ — оператор Лапласа; $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$ — волновое число; λ — длина волны. Уравнение (1) удовлетворяет граничному условию $u = 0$ при $y \leq 0$. Пусть экран расположен в плоскости $y = 0$. Линия «разреза» ($\xi = 0$) оказывается в области падающей волны.

Решение уравнения (1) в функциях параболического цилиндра [4] с учетом падающей волны можно представить

$$u(\xi, \eta) = D_0(\xi\sqrt{-2ik}) D_0(\eta\sqrt{2ik}) - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} [D_0(\eta\sqrt{2ik}) D_{-1}(\xi\sqrt{2ik}) + D_0(\xi\sqrt{2ik}) D_{-1}(\eta\sqrt{2ik})], \quad (2)$$

где $D_n(q)$ — функции параболического цилиндра.

Используя рекуррентные соотношения для функций параболического цилиндра [4]

$$D_0(-q) = D_0(q); \quad D_{-1}(-q\sqrt{2ik}) = \sqrt{2\pi} D_0(q\sqrt{-2ik}) - D_{-1}(q\sqrt{2ik}), \quad (3)$$

не трудно показать, что электрическое поле, описываемое выражением (2), удовлетворяет граничному условию Дирихле на экране.

Проанализируем поле на некотором расстоянии от края экрана, где η велико, а также вблизи края тени, где ξ мало. Используя значения функций D_0 и асимптотическое значение функции D_{-1} от малого аргумента, выражение (2) можно преобразовать к виду

$$u_1 = e^{ikx} - e^{-ikr}/2\xi\sqrt{i\pi k} - e^{ik\xi^2/2} D_{-1}(\eta\sqrt{2ik})/2\pi. \quad (4)$$

Первое слагаемое равенства (4) характеризует падающую волну. Второе — при $|\eta| \ll \xi$ представляет радиально расходящуюся волну, рассеянную на крае экрана. Последнее слагаемое описывает дифракционную картину и ответственно за образование тени. При $\eta > 0$ этот член мал и привносит в рассеянную волну малую добавку. При $\eta \rightarrow -\infty$ последнее слагаемое можно переписать в виде двух, одно из которых компенсирует первое слагаемое выражения (4), т. е. происходит уничтожение падающей волны (образование тени), а второе слагаемое добавляется к выражению для рассеянной волны. После таких преобразований (4) заметно упрощается:

$$u_2 = e^{ikr}/2\eta\sqrt{i\pi k} - e^{-ikr}/2\xi\sqrt{i\pi k}.$$

При $\eta \rightarrow 0$ первое слагаемое осциллирует, характеризуя дифракционные эффекты.

Полученные результаты хорошо согласуются с результатами других авторов.

Список литературы: 1. Хенл Х., Мауэ А., Вестфаль К. Теория дифракции. — М.: Мир, 1964. — 428 с. 2. Rice S. O. Diffraction of radiowave by parabolion cylinder. — Bell syst. Techn. J. march, 1954, 33, № 2, p. 417—504. 3. Скалько Л. А., Скурлов В. М. Электромагнитное поле линейного излучателя, находящегося внутри параболического цилиндра со щелями. — Журн. вычислит. математики и мат. физики, 1972, 12, № 1, с. 159—169. 4. Buchholz H. Die konfluente hypergeometrische funktion. — Berlin: Springer, 1953. — 236 s.

Поступила в редколлегию 15.01.80.

УДК 621.372.822

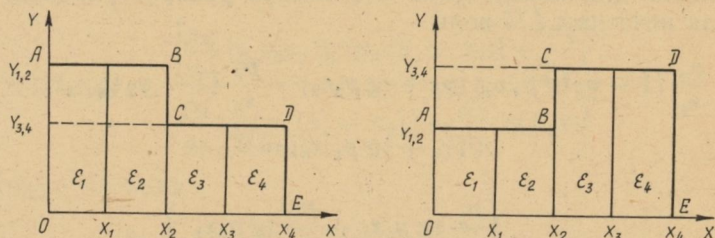
В. М. СЕДЫХ, д-р. физ.-мат. наук,
В. Ф. УЖИК, Е. А. ШАУЛОВ

ПРОДОЛЬНЫЕ ВОЛНЫ В СТУПЕНЧАТЫХ ВОЛНОВОДАХ, ЧАСТИЧНО ЗАПОЛНЕННЫХ ДИЭЛЕКТРИКОМ

При расчете ступенчатых волноводов с частичным заполнением диэлектрической пластиной, расположенной параллельно вектору электрического поля, следует учитывать все компоненты полей. Поэтому в данной статье в качестве собственных волн

используются продольные LM - и LE -волны. При этом степень сложности дисперсионного уравнения определяется только структурой волновода в поперечном сечении [1].

Получим дисперсионное уравнение для четных и нечетных типов продольных LM - и LE -волн в ступенчатых H -, P -, T -



и крестообразном волноводах с частичным диэлектрическим заполнением (рисунок).

Векторные потенциалы для LM - и LE -волн вводятся следующим образом [1]:

$$\begin{cases} \vec{H} = \text{rot } \vec{A}; \\ \vec{E} = -i\omega\mu\vec{A} + \frac{1}{i\omega\varepsilon} \text{grad div } \vec{A}; \end{cases} \quad (1) \quad \begin{cases} \vec{E} = -\text{rot } \vec{F}; \\ \vec{H} = -i\omega\varepsilon\vec{F} + \frac{1}{i\omega\mu} \text{grad div } \vec{F}. \end{cases} \quad (2)$$

Задаются векторные потенциалы вдоль координаты X :

$$\vec{A} = \vec{a}_x A_x; \quad \vec{F} = \vec{e}_x F_x. \quad (3)$$

Ввиду симметричности поперечного сечения волноводов относительно осей X и Y рассматривается только Γ -образная область $ABCDEOA$ [2].

Граничные условия для нечетных типов волн:

$$\frac{\partial H_z}{\partial n} = 0 \text{ на } ABCDEO; \quad H_z = 0 \text{ на } AO; \quad E_z = 0 \text{ на } ABCDEO; \quad (4)$$

для четных:

$$\frac{\partial H_z}{\partial n} = 0 \text{ на } ABCDEOA; \quad E_z = 0 \text{ на } ABCDEOA. \quad (5)$$

Решение волновых уравнений для потенциалов в каждой области с учетом граничных условий (4) и (5) ищем в виде

$$A_{xj} = X_j(x) Y_j(y) e^{-i\gamma z}; \quad F_{xj} = X_j(x) Y_j(y) e^{-i\gamma z}. \quad (6)$$

Поскольку в продольном направлении волновод регулярный, в дальнейшем зависимость от координаты Z не учитываем.

Удовлетворяя условиям непрерывности тангенциальных составляющих на границах раздела областей, получаем систему

из восьми линейных однородных уравнений с шестью неизвестными. Выражая одни коэффициенты через другие, после несложных преобразований приходим к системе из двух линейных однородных уравнений с двумя неизвестными. Приравнявая определитель системы нулю, получаем искомое дисперсионное уравнение для определения постоянной распространения:
для нечетных LM -волн

$$\frac{p_2}{\varepsilon_2} (1 - \varphi_2 \operatorname{tg} p_2 x_2) (\varphi_3 + \operatorname{tg} p_3 x_2) - \frac{p_3}{\varepsilon_3} (1 - \varphi_3 \operatorname{tg} p_3 x_2) \times \\ \times (\varphi_2 + \operatorname{tg} p_2 x_2) = 0, \quad (7)$$

где

$$\varphi_2 = \frac{\left(\frac{p_2}{\varepsilon_2} \operatorname{tg} p_1 x_1 - \frac{p_1}{\varepsilon_1} \operatorname{tg} p_2 x_1 \right)}{\left(\frac{p_2}{\varepsilon_2} \operatorname{tg} p_1 x_1 \operatorname{tg} p_2 x_1 + \frac{p_1}{\varepsilon_1} \right)}; \quad (8)$$

$$\varphi_3 = \frac{\left\{ \frac{p_3}{\varepsilon_3} + \frac{p_4}{\varepsilon_4} \operatorname{tg} p_3 x_3 \operatorname{tg} [p_4 (x_4 - x_3)] \right\}}{\left\{ \frac{p_3}{\varepsilon_3} \operatorname{tg} p_3 x_3 - \frac{p_4}{\varepsilon_4} \operatorname{tg} [p_4 (x_4 - x_3)] \right\}}; \quad (9)$$

для четных LM -волн

$$\frac{p_2}{\varepsilon_2} (\varphi_2 - \operatorname{tg} p_2 x_2) (1 + \varphi_3 \operatorname{tg} p_3 x_2) - \\ - \frac{p_3}{\varepsilon_3} (\varphi_3 - \operatorname{tg} p_3 x_2) (1 + \varphi_2 \operatorname{tg} p_2 x_2) = 0, \quad (10)$$

где

$$\varphi_2 = \frac{\left(\frac{p_2}{\varepsilon_2} \operatorname{tg} p_2 x_1 - \frac{p_1}{\varepsilon_1} \operatorname{tg} p_1 x_1 \right)}{\left(\frac{p_1}{\varepsilon_1} \operatorname{tg} p_1 x_1 \operatorname{tg} p_2 x_1 + \frac{p_2}{\varepsilon_2} \right)}; \quad (11)$$

$$\varphi_3 = \frac{\left\{ \frac{p_3}{\varepsilon_3} \operatorname{tg} p_3 x_3 - \frac{p_4}{\varepsilon_4} \operatorname{tg} [p_4 (x_4 - x_3)] \right\}}{\left\{ \frac{p_4}{\varepsilon_4} \operatorname{tg} p_3 x_3 \operatorname{tg} [p_4 (x_4 - x_3)] + \frac{p_3}{\varepsilon_3} \right\}}; \quad (12)$$

для нечетных LE -волн

$$- \frac{p_2}{\mu_2} (\varphi_2 - \operatorname{tg} p_2 x_2) (1 + \varphi_3 \operatorname{tg} p_3 x_2) - \\ - \frac{p_3}{\mu_3} (\varphi_3 - \operatorname{tg} p_3 x_2) (1 + \varphi_2 \operatorname{tg} p_2 x_2) = 0, \quad (13)$$

где

$$\varphi_2 = \frac{\left(\frac{p_2}{\mu_2} \operatorname{tg} p_2 x_1 - \frac{p_1}{\mu_1} \operatorname{tg} p_1 x_1 \right)}{\left(\frac{p_1}{\mu_1} \operatorname{tg} p_1 x_1 \operatorname{tg} p_2 x_1 + \frac{p_2}{\mu_2} \right)}; \quad (14)$$

$$\varphi_3 = \frac{\left\{ \frac{p_3}{\mu_3} \operatorname{tg} p_3 x_3 \operatorname{tg} [p_4 (x_4 - x_3)] + \frac{p_4}{\mu_4} \right\}}{\left\{ \frac{p_3}{\mu_3} \operatorname{tg} [p_4 (x_4 - x_3)] - \frac{p_4}{\mu_4} \operatorname{tg} p_3 x_3 \right\}}; \quad (15)$$

для четных LE -волн

$$\begin{aligned} & \frac{p_2}{\mu_2} (1 - \varphi_2 \operatorname{tg} p_2 x_2) (\varphi_3 + \operatorname{tg} p_3 x_2) - \\ & - \frac{p_3}{\mu_3} (1 - \varphi_3 \operatorname{tg} p_3 x_2) (\varphi_2 + \operatorname{tg} p_2 x_2) = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

где

$$\varphi_2 = \frac{\left(\frac{p_2}{\mu_2} \operatorname{tg} p_1 x_1 - \frac{p_1}{\mu_1} \operatorname{tg} p_2 x_1 \right)}{\left(\frac{p_2}{\mu_2} \operatorname{tg} p_2 x_1 \operatorname{tg} p_1 x_1 + \frac{p_1}{\mu_1} \right)}; \quad (17)$$

$$\varphi_3 = \frac{\left\{ \frac{p_3}{\mu_3} \operatorname{tg} [p_4 (x_4 - x_3)] - \frac{p_4}{\mu_4} \operatorname{tg} p_3 x_3 \right\}}{\left\{ \frac{p_3}{\mu_3} \operatorname{tg} p_3 x_3 \operatorname{tg} [p_4 (x_4 - x_3)] + \frac{p_4}{\mu_4} \right\}}. \quad (18)$$

В уравнениях (7—18) введены обозначения:

$$p_j = \sqrt{q_j^2 - k_{jn}^2}; \quad q_j^2 = \omega^2 \epsilon_j \mu_j - \gamma^2; \quad \mu_j = 1; \quad k_{jn} = \frac{n\pi}{Y_j}, \quad n = 1, 2, 3.$$

$j = 1, 2, 3, 4$ — номер частичной области.

Предельные переходы совпадают с дисперсионными уравнениями для структур, исследованных в работах [1—3].

Список литературы: 1. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. — М.: Сов. радио, 1967. — 216 с. 2. Седых В. М. Исследование волновода крестообразной формы поперечного сечения. — В кн.: Уч. зап. Харьк. ун-та, № 104. Труды радиофизического ф-та, 1959, 4, с. 35—48. 3. Седых В. М., Яцук К. П. Параметры Н-волновода с диэлектрическим заполнением. — Изв. вузов. Радиофизика, 6, № 3, 1963, с. 572—580.

Поступила в редколлегию 21.12.79.

В. Н. КОЧИН, С. Л. ПРОСВИРНИН

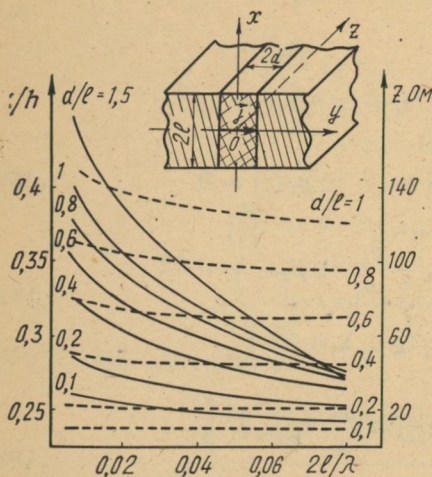
ВОЛНОВОДНЫЕ СВОЙСТВА МЕТАЛЛИЧЕСКОГО ЭКРАНА
С УЗКОЙ ЩЕЛЬЮ, ЗАПОЛНЕННОЙ ДИЭЛЕКТРИКОМ

Рассмотрим структуру, представляющую собой безграничный, идеально проводящий экран конечной толщины с прямо-

линейной щелью; заполненной изотропным магнетодиэлектриком с параметрами $\epsilon > 1$ и $\mu \gg 1$ (см. рисунок). Источником, возбуждающим структуру, служит нить электрического тока, текущего вдоль оси oy и имеющего плотность

$$\vec{j} = \vec{e}_y \delta(r) e^{-i\omega t}, \quad (1)$$

где $\vec{e}_y$ — орт оси oy ; $r = \sqrt{x^2 + z^2}$. Поле, возбуждаемое таким источником, определяется y -компонентой электрического вектора



Герца $\Pi_{0y}^e = -\pi/\omega\epsilon H_0^{(1)}(k\sqrt{\epsilon\mu}r)$, где $k = \omega/c$.

Дифрагированное поле можно полностью описать с помощью z -компонент электрического и магнитного векторов Герца, которые будем искать в виде

$$\Pi_{1z}^e = \begin{cases} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\xi) e^{i[\gamma(\xi)x + \xi y + hz]} d\xi dh, & x > l, -\infty < y < \infty; \\ \int_{-\infty}^{\infty} e^{ihz} \sum_{n=0}^{\infty} (a_n^{(1)} e^{i\gamma_n x} + a_n^{(2)} e^{-i\gamma_n x}) \sin \frac{\pi n}{d} (y + d) dh, & |x| < l, |y| < d; \\ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{a}(\xi) e^{i[-\gamma(\xi)x + \xi y + hz]} d\xi dh, & x < -l, -\infty < y < \infty; \end{cases}$$

$$\Pi_{12}^m = \begin{cases} \int_{-\infty}^{\infty} b(\xi) e^{i[\gamma(\xi)x + \xi y + hz]} d\xi dh, & x > l, -\infty < y < \infty; \\ \int_{-\infty}^{\infty} e^{ihz} \sum_{n=0}^{\infty} (\beta_n^{(1)} e^{i\gamma_n x} + \beta_n^{(2)} e^{-i\gamma_n x}) \cos \frac{\pi n}{d} (y+d) dh, & |x| < l, |y| < d; \\ \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{b}(\xi) e^{i[-\gamma(\xi)x + \xi y + hz]} d\xi dh, & x < -l, -\infty < y < \infty, \end{cases}$$

где $\gamma(\xi) = \sqrt{k^2 - \xi^2 - h^2}$; $\gamma_n = \sqrt{k^2 \varepsilon_\mu - h^2 - (\pi n/d)^2}$. Из соображений симметрии следует, что $\tilde{a}(\xi) = a(\xi)$; $\tilde{b}(\xi) = -b(\xi)$; $\alpha_n^{(2)} = \alpha_n^{(1)}$; $\beta_n^{(2)} = -\beta_n^{(1)}$.

Поле в щели и вне ее будет определено, если подобрать функции $a(\xi)$, $b(\xi)$ и коэффициенты $\alpha_n^{(1)}$, $\beta_n^{(1)}$ так, чтобы выполнялись граничные условия для полного поля.

Применяя к уравнениям, следующим из граничных условий, метод переразложений [1], найдем ряд соотношений, из которых может быть получена либо система алгебраических уравнений относительно амплитуд волн в щели $\alpha_n^{(1)}$ и $\beta_n^{(1)}$, либо система из двух интегральных уравнений относительно трансформант Фурье векторов Герца поля вне щели $a(\xi)$ и $b(\xi)$. Для последующего анализа удобна система интегральных уравнений:

$$\begin{aligned} a(\zeta) e^{i\gamma(\zeta)l} = & -\frac{2i}{\pi d \varepsilon} \frac{k^2 \varepsilon_\mu - h^2}{k^2 - h^2} \sin(\zeta d) \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\pi n}{d} \right)^2 \frac{\operatorname{ctg}(\gamma_n l)}{\left[\left(\frac{\pi n}{d} \right)^2 - \zeta^2 \right] \gamma_n} \times \\ & \times \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\xi) \frac{\sin(\xi d)}{\left(\frac{\pi n}{d} \right)^2 - \xi^2} a(\xi) e^{i\gamma(\xi)l} d\xi + \right. \\ & \left. + kh \frac{\varepsilon_\mu - 1}{k^2 \varepsilon_\mu - h^2} \int_{-\infty}^{\infty} \xi \frac{\sin(\xi d)}{\left(\frac{\pi n}{d} \right)^2 - \xi^2} b(\xi) e^{i\gamma(\xi)l} d\xi \right\}; \\ b(\zeta) e^{i\gamma(\zeta)l} = & -\frac{ik\mu}{\pi \omega \gamma_0 \sin(\gamma_0 l)} \frac{\sin(\zeta d)}{\gamma(\zeta)} - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -\frac{2i}{\pi d} \frac{\zeta \sin(\zeta d)}{\gamma(\zeta)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{ctg}(\gamma_n l)}{\left(\frac{\pi n}{d}\right)^2 - \zeta^2} \left\{ \frac{\varepsilon \mu - 1}{k^2 - h^2} \left(\frac{\pi n}{d}\right)^2 \frac{kh}{\varepsilon \gamma_n} \times \right. \\
& \times \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(\xi) \frac{\sin(\xi d)}{\left(\frac{\pi n}{d}\right)^2 - \xi^2} a(\xi) e^{i\gamma(\xi)l} d\xi + \left[\frac{k^2(\varepsilon \mu - 1)^2}{(k^2 \varepsilon \mu - h^2)(k^2 - h^2)} \frac{h^2}{\varepsilon \gamma_n} \times \right. \\
& \times \left. \left. \left(\frac{\pi n}{d} \right)^2 + \frac{\mu \gamma_n}{1 + \delta_{0n}} \frac{k^2 - h^2}{k^2 \varepsilon \mu - h^2} \right] \int_{-\infty}^{\infty} \xi \frac{\sin(\xi d)}{\left(\frac{\pi n}{d}\right)^2 - \xi^2} b(\xi) e^{i\gamma(\xi)l} d\xi \right\}.
\end{aligned}$$

Не трудно показать, что при $kd \rightarrow 0$ члены интегральных уравнений, соответствующие высшим типам волн, обращаются в нуль. Поэтому можно предположить, что и при достаточно малом параметре $kd \sqrt{\varepsilon \mu}$ члены, связанные с высшими типами волн, малы. Будем пренебрегать влиянием высших типов волн. Это означает: поле в структуре приближенно описывается основной волной TE -типа. В этом приближении решение системы интегральных уравнений имеет вид

$$a^{(0)}(\xi) = 0; \quad b^{(0)}(\xi) = -i \frac{k \mu}{\omega \cos(\gamma_0 l) D(h)} \frac{\sin(\xi d)}{\xi} \frac{e^{-i\gamma(\xi)l}}{\gamma(\xi)},$$

где

$$\begin{aligned}
D(h) = & \pi \gamma_0 \operatorname{tg}(\gamma_0 l) + i \mu d (k^2 - h^2) [\pi - 3i + 2Ci + \\
& + 2i \ln(d \sqrt{k^2 - h^2})];
\end{aligned}$$

$C \approx 0,5772$ — постоянная Эйлера. Можно показать, что следующее приближение содержит поправку $O((kd)^2)$.

Условие

$$D(h) = 0 \quad (2)$$

представляет собой дисперсионное уравнение для собственных волн структуры.

Анализ показывает, что дисперсионное уравнение (2) имеет вещественные решения, лежащие в интервале $k < h < k \sqrt{\varepsilon \mu}$. Поэтому его удобно представить как

$$\begin{aligned}
& \pi \sqrt{\varepsilon \mu - u^2} \operatorname{tg}(kl \sqrt{\varepsilon \mu - u^2}) - \mu kd (u^2 - 1) [3 - 2C - \\
& - 2 \ln(kd) - \ln(u^2 - 1)] = 0,
\end{aligned}$$

где $u = h/k$. Число вещественных корней дисперсионного уравнения (p) определяется толщиной экрана. На рисунке сплошными кривыми изображена зависимость постоянной распространения собственной волны от толщины экрана при различных значениях ширины щели в одномодовом режиме ($\varepsilon = 20$; $\mu = 1$).

Дисперсионные характеристики аналогичны характеристикам щелевой линии [2], однако в рассматриваемой структуре замедление оказывается больше по сравнению с замедлением в щелевой линии, которая имеет такую же ширину щели, общую толщину и диэлектрическую проницаемость подложки.

В рассматриваемом приближении электромагнитное поле в щели имеет три компоненты: E_y , H_x и H_z . Составляющая электрического поля вдоль оси Oy , по которой могут быть найдены компоненты магнитного поля, на большом расстоянии от источника (1) представляет собой суперпозицию собственных волн:

$$E_y = 4\pi d \frac{(k\mu)^2}{\omega} \sum_{j=1}^p (h_j^2 - k^2) \frac{3 - 2C - 2 \ln(d\sqrt{h_j^2 - k^2})}{V \sqrt{k^2 \epsilon_\mu - h_j^2} \sin(2l\sqrt{k^2 \epsilon_\mu - h_j^2})} \times \\ \times \frac{\cos(x\sqrt{k^2 \epsilon_\mu - h_j^2})}{\frac{d}{dh} D(h_j)} e^{ih_j z},$$

где h_j — вещественные корни дисперсионного уравнения (2). Поле собственных волн сосредоточено в области щели и при удалении от нее убывает не хуже, чем $\exp(-\rho\sqrt{h_j^2 - k^2})/V\rho\sqrt{h_j^2 - k^2}$, где ρ — расстояние от щели до точки наблюдения. Вблизи источника существует поле с непрерывным пространственным спектром, алгебраически убывающее при удалении от источника вдоль щели.

Далее ограничимся такой толщиной экрана со щелью, чтобы он представлял собой одномодовый волновод. В таком волноводе существуют области эллиптической поляризации магнитного поля, что может быть использовано при конструировании невзаимных ферритовых устройств. Коэффициент эллиптичности поля найдем по формуле

$$\frac{|H_z|}{|H_x|} = \begin{cases} \frac{k}{h} \sqrt{\epsilon_\mu - \left(\frac{h}{k}\right)^2} \operatorname{tg}\left(k|x| \sqrt{\epsilon_\mu - \left(\frac{h}{k}\right)^2}\right), & |x| < l; \\ \sqrt{1 - \left(\frac{k}{h}\right)^2}, & k\rho \gg 1. \end{cases}$$

Волновое сопротивление определим как отношение квадрата амплитуды напряжения, действующего поперек щели, к удвоенной средней по времени мощности, переносимой собственной волной [3]. В нашей оценке волнового сопротивления для простоты учтем лишь ту часть мощности, которая переносится полем внутри щели. Это правомерно, поскольку поле собствен-

ной волны при удалении от щели быстро убывает. В результате получим следующее выражение для волнового сопротивления:

$$Z = \frac{24 \varnothing \pi \mu dk}{1 + \frac{\sin(2l\sqrt{k^2 \varepsilon \mu - h^2})}{2l\sqrt{k^2 \varepsilon \mu - h^2}}}, \text{ Ом.}$$

На рисунке штриховой линией представлена зависимость волнового сопротивления от отношения $2l/\lambda$ для различных значений d/l .

Список литературы: 1. Литвиненко Л. Н., Просвирнин С. Л., Шестопалов В. П. Дифракция плоской Н-поляризованной электромагнитной волны на щели в металлическом экране конечной толщины. — Радиотехника и электроника, 1977, 22, № 3, с. 474—479. 2. Mariani E. A., Heinzman C. P., Agrios J. P., Cohn S. B. Slot Line Characteristic. — IEEE Trans., 1969, MTT-17, N 12, p. 1091—1096. 3. Полосковые линии и устройства сверхвысоких частот/Под ред. В. М. Седых — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1974—275 с.

Поступила в редколлегию 15.11.80.

УДК 621.372.8.029

Н. П. ЖУК

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ВОЛН В КРУГЛОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ШЕРОХОВАТЫМИ СТЕНКАМИ

Рассмотрим круглый диэлектрический волновод с шероховатыми границами. Разложим поле в сечении нерегулярного волновода по поперечным полям собственных волн «волновода сравнения» с поперечным сечением, равным среднему. Коэффициенты разложения $C(h, z)$ связаны хорошо известной системой уравнений [1].

$$\frac{\partial}{\partial z} C(h, z) = +i \sum C(h', z) f(h, h', z) e^{i(h' - h)z}. \quad (1)$$

Здесь h, h' — постоянные распространения вдоль оси z в «волноводе сравнения»; $f(h, h', z)$ — коэффициент связи, определяемый $\varepsilon(z, \varphi)$ — случайными отклонениями границ от средних; суммирование производится по всем собственным волнам, принадлежащим дискретному и непрерывному спектрам, прямым и обратным.

Полагая, что отклонения — гауссовские статистически однородные и дельта-коррелированные по z , известным способом [2] получим уравнения для усредненных по ансамблю реализаций ε величин $\langle C(h, z) \rangle$:

$$\frac{\partial}{\partial z} \langle C(h, z) \rangle = - \sum p(h, h') C(h', z) e^{i(h' - h)z}. \quad (2)$$

При выводе равенства (2) предполагалось: большие отклонения границ практически нереализуемы; относительное изменение в поперечном направлении диэлектрической проницаемости и амплитуд собственных волн на расстояниях порядка ε мало; малой является относительное изменение диэлектрической проницаемости на невозмущенной границе волновода. Из явного вида коэффициентов связи $p(h, h')$ следуют соотношения

$$p(h, -h) = 0; \quad (3)$$

$$N(h)p(h, h') = N(h')p(h', h), \quad (4)$$

$N(h) = \pm 1$ для прямой (обратной) волны.

Из уравнений (2) — (3) и явного вида $p(h, h')$ можно сделать выводы: 1) если волновод возбуждается на входе прямой собственной волной с относительной амплитудой $C(h, 0)$, то отраженная волна, т. е. волна того же типа, но распространяющаяся в обратном направлении с амплитудой $C(-h, z)$, формируется в результате вторичного рассеяния на шероховатостях всех паразитных типов волн — как направляемых, так и волн излучения; 2) система уравнений (2)* в случае волновода с потерями в материале распадается на две системы, так что волны с четным m — числом вариаций поля по азимутальному углу φ — и нечетным m оказываются несвязанными друг с другом; при отсутствии потерь шероховатости стенок связывают между собой волны с одинаковым m и различающиеся только числом вариаций поля по радиусу; 3) взаимодействие прямой распространяющейся волны (в волноводе без потерь ей соответствует прямая бегущая волна) с прямой нераспространяющейся такое же, как и с обратной нераспространяющейся волной; 4) из уравнения (4) следует равенство

$$p(-h, h')p(h', h) - p(h, -h')p(-h', h) = 2p(h', h)p(-h, h'),$$

показывающее, что парциальные отраженные волны, возникшие вследствие рассеяния прямых и обратных паразитных волн, имеют одинаковый порядок амплитуды.

Утверждения 1, 4 известны в теории изогнутых закрытых волноводов с идеально проводящими стенками [3], а 3 — в теории связанных волн [4].

Пусть волновод возбуждается при $z=0$ собственной волной единичной амплитуды с постоянной распространения h . Применяя к (2) теорию возмущений, в первом приближении с учетом фазовой поправки в падающей волне получаем

$$\langle C(h, z) \rangle = \frac{p(h', h)}{i[h - h' + ip(h, h)]} \left\{ e^{i[h - h' + ip(h, h)]z} - e^{i[h - h' + ip(h, h)]q} \right\} + \delta(h, h').$$

Здесь $q=0$ — для прямой волны и $q=L$ — для обратной волны; L — длина шероховатого участка; $\delta(h, h')$ — дельта-функция Кронеккера; h, h' принадлежат дискретному спектру.

Когерентная составляющая падающей собственной волны изменяется вдоль z по закону $\langle C(h, z) \rangle = e^{-p(h, h)z}$.

Коэффициент связи $p(h, h)$ для волновода без тепловых потерь в материале записывается в виде

$$p(h, h) = \alpha(h) - i\beta(h); \alpha(h) = \sum w(h, h'); \beta(h) = \sum w(h, h'). \quad (5)$$

Под знаком первой (второй) суммы в равенствах (5) суммирование производится по всем распространяющимся (нераспространяющимся) волнам. Вещественные величины $w(h, h')$ описывают вклад собственной волны с постоянной распространения h' в затухание и изменение фазовой скорости собственной волны с невозмущенной постоянной распространения h . Из (5) следует, что связь с нераспространяющимися модами излучения вызывает изменение фазовой скорости, а затухание обусловлено переходом энергии в распространяющиеся моды — направляемые и моды излучения. В рамках принятого приближения постоянные распространения волн типа TE_{0n} (n — «радиальный» индекс) не изменяются, так как для них $p(h, h) = 0$. Следовательно, для волн этого типа возмущение постоянной распространения на порядок меньше, чем для остальных типов волн, в частности, основной волны HE_{11} .

Применение теории возмущений к уравнению (2) накладывает обычные для этого метода ограничения: необходимо, чтобы флуктуационная компонента поля была много меньше когерентной.

Рассматриваемая задача в несколько иных предположениях решена в работе [5] путем применения теории возмущений непосредственно к уравнению (1). Предположение о малости изменения относительных амплитуд поля на расстояниях порядка интервала корреляции позволяет получить физически наглядные результаты из уравнения (2) для средних величин.

Список литературы: 1. *Интегральная оптика*/Под ред. Т. Темира. — М.: Мир, 1978. — 85 с. 2. Кляцкин В. И. Статистическое описание динамических систем с флуктуирующими параметрами. — М.: Наука, 1975. — 239 с. 3. Керженцева Н. П. Коэффициент отражения от изогнутого многоволнового волновода. — Радиотехника и электроника, 1968, 13, № 6, с. 977—983. 4. Апресян Л. А. Об учете неоднородных волн и обратного рассеяния в теории многомодовых волноводов со случайными неоднородностями. — Изв. вузов. Радиофизика, 1978, 21, № 12, с. 1868—1869. 5. Marcuse D., Deroiser R. M. Mode Conversion Caused by Diameter Changes of a Round Dielectric Waveguide. — Bell Syst. Techn. J., p. 3217—3232.

Поступила в редколлегию 31.01.80.

СИНТЕЗ ПЛОСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕШЕТОК ПО ЗАДАНЫМ
ЧАСТОТНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

Проходные фазируемые антенные решетки (ФАР) реализуются на основе периодических структур из отрезков линий передачи (полых волноводов различной конфигурации, коаксиальных, полосковых линий и пр.), содержащих активные элементы. Такие системы должны обладать высоким коэффициентом передачи в широкой полосе частот, что обеспечивается применением рупоров, диэлектрических вставок и других согласователей. Широкополосное согласование ФАР на основе плоских волноводов можно также осуществить, располагая на входе и выходе каждого волновода ступенчатые переходы. Решение прямой задачи дифракции на такой периодической решетке позволяет исследовать характеристики переизлученного поля, однако не дает возможности рассчитать геометрические размеры ступенек по заданному коэффициенту передачи и по полосе пропускания.

В связи с этим был апробирован приближенный метод синтеза, основанный на представлении одного периода структуры в виде бесконечного плоского волновода с расположенными внутри ступенчатыми неоднородностями. Такой подход правомерен вследствие идентичности распределений полей в данном волноводе и на одном периоде структуры при нормально падающей плоской H -поляризованной электромагнитной волне (вектор H направлен вдоль стенок волновода). Приближенность метода состоит в том, что при расчете использовались значения коэффициентов отражения от неоднородностей не в плоском, а в прямоугольном волноводе, расстояние между широкими стенками которого равно периоду l , а узкие стенки расположены на расстоянии, намного большем длины волны λ . В этом случае волна H_{10} по распределению приближается к ТЕМ-волне. Высшие гармоники, образующиеся на неоднородностях, быстро затухают. Таким образом, задача сводится к синтезу двух ступенчатых переходов, которые согласуют соединяющий их узкий прямоугольный волновод с широким за счет изменения узкой стенки.

Частотная характеристика коэффициента отражения синтезируемой структуры задавалась в виде чебышевского распределения с максимальным коэффициентом, не превышающим 0,02 в 40%-ной полосе частот. Считая заданными также период структуры l , расстояние между стенками узкого волновода $d_1/l=0,2$, по известной методике определяем количество ступенек n , длину одного перехода h_0 и высоту каждой из ступенек.

При этом для средней длины волны заданного диапазона $\lambda = 5$ мм и $n=3$ относительные высоты ступенек соответственно равны: $d_2/l=0,252$; $d_3/l=0,448$; $d_4/l=0,79$. Длины ступенек одинаковы и равны $h_1=h_2=h_3=h_0/3$, а $h_0/l=0,54$. Суммарная длина двух ступенчатых переходов, соединенных узким волноводом, равна $h/l=2,68$.

По расчетным данным был изготовлен макет решетки и экспериментально измерена частотная зависимость модуля коэффициента прохождения. Измерения проводились на двухпозиционной квазиоптической установке. Модуль коэффициента прохождения определялся как отношение амплитуды поля, прошедшего через структуру, помещенную за отверстием в поглощающем экране к амплитуде поля, прошедшего только через отверстие в экране, когда структура в квазиоптическом тракте отсутствовала. Сравниваемые амплитуды измерялись в дальней зоне от переизлучаемых поверхностей в главном направлении. Причем диаграммы направленности поля, переизлученного структурой, помещенной за отверстием в экране, и только отверстием в экране достаточно точно совпадали по форме и ширине (расхождение не более 0,25%).

Результаты экспериментальных исследований показали, что синтезированная структура имеет коэффициент прохождения не хуже 0,9 в 40%-ной полосе частот. Это указывает на правомерность приближенного метода синтеза модели ФАР проходного типа. При расчете реальных ФАР необходимо учитывать наличие неоднородности в узком волноводе в виде управляющего элемента. Данная методика позволяет это сделать, если есть значение эквивалентного сопротивления элемента.

Поступила в редколлегию 2.01.80.

УДК 621.372.853

Л. И. БАБАРИКА, В. А. КОРОБКИН, канд. физ.-мат. наук,
Н. И. ПЯТАК, канд. физ.-мат. наук

ВОЛНОВОДНЫЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ОБРАЗЦА

Как правило, волноводные переключатели СВЧ-энергии выполняют на основе волноводных мостов (щелевых, Y- и T-разветвлений), содержащих коммутирующий элемент. В зависимости от типа используемого коммутирующего элемента волноводные переключатели могут быть с электрическим (феррит, газоразрядная плазма) либо механическим (металлический ротор) управлением.

В данном сообщении рассмотрено применение волноводно-диэлектрического резонатора в качестве коммутирующего эле-

мента волноводного переключателя с механическим управлением.

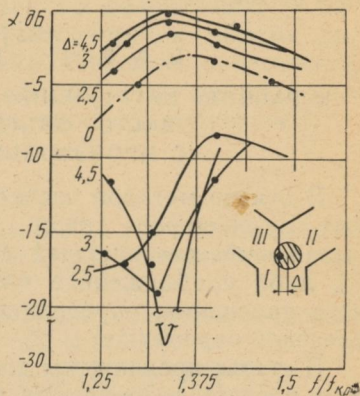
Упрощенная конструкция переключателя показана на рисунке. Он содержит волноводное Y -разветвление, в центре которого установлен волноводно-диэлектрический резонатор 2, в виде цилиндрического вкладыша из диэлектрика $\epsilon_d = 10$ ($D/\alpha = 0,31$) резонансных размеров для волны высшего типа квази- $H_{20\delta}$.

Диэлектрический вкладыш смещен от геометрического центра разветвления и устанавливается для механического управления на оси, перпендикулярной к узким стенкам разветвления или же, как показано на рисунке точкой, на оси, перпендикулярной к широким стенкам и смещенной от центра вкладыша.

Работа переключателя основана на суперпозиции полей падающей из плеча I волны основного типа H_{10} и резонирующей типа H_{10} и резонирующей в объеме диэлектрика волны квази- $H_{20\delta}$, возбуждаемой за счет несимметричного расположения вкладыша относительно оси симметрии входного плеча. При смещении диэлектрического вкладыша в сторону плеча II Y -разветвления, поля волн квази- H_{10} и квази- H_{20} в этом плече будут синфазными, а в плече III — противофазными. При равенстве амплитуд указанных полей, что достигается соответствующим смещением диэлектрического вкладыша, энергия их входного канала I будет полностью передаваться на частоте резонанса вкладыша в плечо II, при этом соседний канал III оказывается развязанным. При смещении вкладыша в сторону плеча III развязка наблюдается в канале II.

На рисунке представлена экспериментальная амплитудно-частотная зависимость коэффициента прохождения мощности из плеча I в каналы II и III (соответствующие кривые выше и ниже линии $\Delta = 0$) от величины смещения Δ вкладыша. Очевидно, существует оптимальное смещение вкладыша ($\Delta = 4,5$ мм), связанное с выполнением амплитудных и фазовых условий сложения полей квази- H_{10} и квази- H_{20} типов волн, обеспечивающее максимальную развязку одного из выходных каналов.

Использование в качестве коммутирующего элемента волноводных переключателей волноводно-диэлектрических резонаторов позволяет снизить их массу, упростить изготовление и увеличить скорость переключения при сохранении высоких электрических параметров.



Список литературы: 1. Харвей А. Ф. Техника сверхвысоких частот: В 2-х т. — М.: Сов. радио, 1965. — Т. 1, с. 186—189. 2. Коробкин В. А., Хижняк Н. А. Волноводно-диэлектрический резонанс диэлектрического образца в прямоугольном волноводе. — Изв. вузов. Радиофизика, 1978, 21, № 4, с. 558—565.

Поступила в редколлегию 24.12.79.

УДК 621.372.413

В. И. ГРУЦЯК,
В. А. КОРОБКИН, канд. физ.-мат. наук

К РАСЧЕТУ НАГРУЖЕННЫХ ДОБРОТНОСТЕЙ И РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТ ОБЪЕМНЫХ РЕЗОНАТОРОВ С ПРОИЗВОЛЬНЫМИ ОТРАЖАТЕЛЯМИ

В основе методов расчета нагруженных добротностей объемных резонаторов лежит либо использование приближенных выражений для внешней добротности без учета собственной [1], либо приближенное или численное решение трансцендентного уравнения, определяющего резонансное условие для комплексной переменной ω [2].

В статье предложены достаточно простые формулы для строгого расчета резонансных частот и нагруженных добротностей резонаторов, образованных отрезками линий передач с произвольными отражателями.

Известно [2], что если внутренняя среда резонатора является поглощающей или есть излучение из резонатора, то собственные частоты резонатора, будут комплексными, т. е. зависимость полей внутри резонатора от времени имеет вид

$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\omega' t} \cos \omega' t$. Тогда средняя энергия, запасаемая в резонаторе, зависит от времени как $\bar{W}(t) = \bar{W}(0) e^{-2\omega' t}$ (1). Добротность $Q = 2\pi \bar{W} / \bar{W}_T = \omega' \bar{W} / P$ (2), где $\bar{W}_T$ — потери энергии за период колебаний; P — мощность потерь. Потери согласно уравнению баланса мощностей приводят к убыванию энергии в резонаторе по закону $dW/dt = -P$ (3). Тогда с учетом формул (1) — (3) $Q = \omega' / 2\omega''$ (4) или $\omega = \omega' (1 + i/2Q)$ (5).

Нетрудно показать, что для резонатора с потерями согласно [2] условие резонанса можно записать в виде $e^{2i\Gamma l} = R^2$ (6), где $R = |R|e^{i\varphi}$ — коэффициент отражения от отражателя резонатора (например, диафрагмы, открытого конца волновода; границы раздела диэлектрических сред и т. д.); l — длина отрезка линии передачи, образующей резонатор; $\Gamma = \Gamma' - i\Gamma''$ — постоянная распространения резонирующего типа колебаний в линии передачи с учетом потерь в металле и диэлектрике, которая находится стандартными методами. Тогда из формулы (6) с учетом (5) получим

$$Q = \frac{\Gamma' l}{[2 \ln(1/|R|) + 2\Gamma'' l]} \quad (7)$$

и

$$\left(\Gamma' + \frac{\Gamma'^2}{\Gamma'}\right)l + \frac{\Gamma''}{\Gamma'} \ln |R| - \varphi = n\pi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (8)$$

Таким образом, по известному решению задачи рассеяния от неоднородности в линии передачи, образующей резонатор, выражения (7) и (8) дают простые формулы для расчета добротностей и резонансных частот объемных резонаторов. В частности, если потерями в стенках резонатора и объеме диэлектрика можно пренебречь, получаем известное резонансное условие для проходного резонатора [1]: $\Gamma' l - \varphi = n\pi$ и более точное (сравни, например, [1]) — для внешней добротности:

$$Q = \frac{(n\pi + \varphi)}{\ln(1/|R|^2)}.$$

Список литературы: 1. Модель А. М. Фильтры СВЧ в радиорелейных системах. — М.: Связь, 1967. — 352 с. 2. Вайнштейн Л. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. — М.: Сов. радио, 1966. — 475 с.

Поступила в редколлегию 2.01.80.

УДК 621.396.677.45

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

ПЛОСКАЯ СПИРАЛЬНАЯ АНТЕННА НА КОПЛАНАРНОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

В настоящее время хорошо известны и широко используются на практике плоские спиральные антенны, обеспечивающие стабильные энергетические и поляризационные диаграммы направленности в широком диапазоне частот. В последние годы в связи с постановкой общей проблемы миниатюризации радиоэлектронных систем весьма актуальной стала задача уменьшения размеров антенных устройств. В отношении плоских спиральных антенн весьма важной для практики является проблема уменьшения их высоты при сохранении сверхширокополосных свойств. Решению этой задачи в случае плоских спиральных антенн на копланарных полосковых линиях передачи посвящена данная статья.

Трудности решения указанной выше задачи имеют принципиальный характер, так как в настоящее время неизвестны согласующие и симметрирующие устройства малых размеров, обеспечивающие хорошее согласование в широкой полосе частот. В частности, сверхширокополосное согласующее устройство [1] в практике спиральных антенн не применяется из-за больших размеров.

Обычно для согласования антенны используют коаксиальные трансформаторы сопротивлений, а симметрирование возбуждения антенны осуществляется либо с помощью щелевых симметрирующих устройств, либо путем прокладки возбуждающего кабеля по спиральным виткам антенны. Использование щелевых симметрирующих устройств резко ограничивает рабочую

полосу частот антенны, а прокладка кабеля по виткам применима лишь в случае спиральных антенн с малой плотностью витков в дециметровом диапазоне.

В случае однозаходных плоских спиральных антенн [2] кроме коаксиальных трансформаторов сопротивлений используют согласующие диски, расположенные в области возбуждения

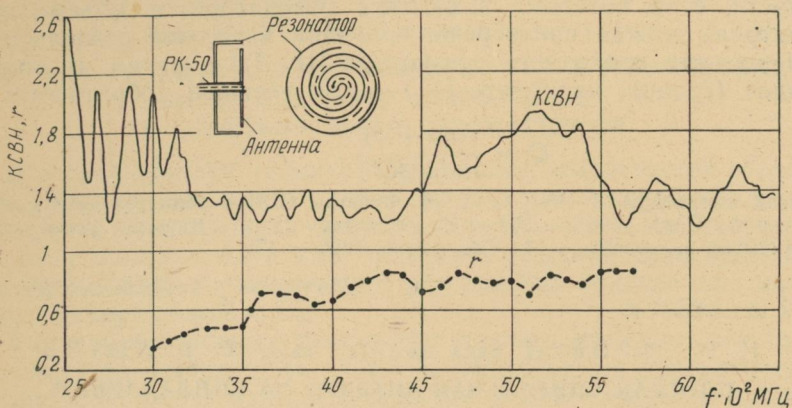


Рис. 1

антенны под первыми витками спирали и соединенные с оплеткой возбуждающего антенну кабеля. Подбором диаметра согласующего диска и расстояния между ним и плоскостью спирали удается согласовать антенну в широкой полосе частот. Здесь наличие согласующего диска ограничивает рабочий диапазон частот сверху.

В двухзаходных плоских спиральных антеннах, возбуждаемых коаксиальным кабелем, обычно применяют щелевые симметрирующие устройства, которые не только ограничивают полосу рабочих частот, но и не позволяют уменьшать высоту антенны. Такие же ограничения имеют место и в многозаходных плоских спиральных антеннах.

Здесь предлагается способ широкополосного согласования плоской спиральной антенны с возбуждающей коаксиальной линией (или с симметричной полосковой линией) при отсутствии специальных трансформаторов сопротивлений и симметрирующего устройства. Плоская спиральная антенна в этом случае образуется из трехпроводной копланарной линии передачи, свернутой в логарифмическую или арифметическую спираль. При этом ширина полосков выбирается так, чтобы обеспечить равенство волновых сопротивлений полосковой спиральной и возбуждающей ее коаксиальной линии.

Экспериментальный макет антенны (рис. 1) представляет собой плоскую арифметическую спираль, образованную сверт-

ванием трех металлических полосок, лежащих на подложке из стеклотекстолита толщиной 1 мм. Ширина ветвей спирали и расстояние между ними равны 0,62 мм. Диаметр максимального витка спирали — 50 мм. В середине антенны два крайних полоска соединяются с оплеткой запитывающего ее 50-оммного коаксиального кабеля, а средний полосок — с центральным проводником кабеля (на рис. 1 средняя ветвь спирали показана штриховой линией). Для устранения обратного излучения спираль с подложкой укреплялась в металлическом резонаторе диаметром 55 мм и высотой 16 мм.

Экспериментально исследовались диаграммы направленности антенны, коэффициент усиления и ее согласование с возбуждающим кабелем в диапазоне частот от 2500 МГц до 5600 МГц.

На рис. 1 представлена зависимость КСВН антенны от частоты. Как видно, антенна достаточно хорошо согласована с питающим кабелем без применения дополнительных согласующих устройств. Величина КСВН не выше 2,0 во всем рабочем диапазоне частот и в большей части диапазона не превышает значения 1,5.

Рассмотрим далее энергетические и поляризационные диаграммы антенны. Как и в случае классических двухзаходных плоских спиральных антенн, в исследуемой антенне основную часть энергии излучает активная область в виде витка, периметр которого равен длине волны. Действительно, при запитывании трех проводников с помощью коаксиального кабеля, как показано на рис. 1, обеспечивается возбуждение бегущей волны в трехпроводной копланарной линии, а так как эта линия свернута в спираль, то при распространении волны вдоль ее проводников происходит расфазировка токов в соседних проводниках за счет изменения их относительной длины, аналогично случаю двухпроводной плоской арифметической спирали. Это приводит к тому, что в значительной части плоской спирали образуются области, возбуждаемые синфазными токами. Последние, обычно называемые активными, имеют средний периметр около длины волны и излучают практически всю мощность в антенне.

Наличие в структуре антенны двух полосок, возбуждаемых синфазно (полоски, соединенные с оплеткой питающего коаксиала), приводит к тому, что область синфазных токов, расположенная у витка с периметром λ , имеет меньшие размеры по сравнению с областью синфазных токов у обычной двухзаходной плоской спиральной антенны. В этом нетрудно убедиться, если построить распределение токов на фиксированной частоте для обоих типов антенны. За счет этого фактора следует ожидать увеличения ширины диаграммы направленности исследуемых антенн по сравнению с известными вариантами.

На рис. 1 приведена зависимость коэффициента эллиптичности излучаемого поля от частоты в направлении нормали к антенне. Поляризация излучения антенны — эллиiptическая во всем исследуемом диапазоне частот при среднем значении коэффициента эллиптичности около 0,75. Коэффициент

усиления антенны в главном максимуме ее диаграммы направленности в диапазоне частот изменяется в пределах 3—4 дБ. Таким образом, уменьшение активной области спирали приводит к незначительному уменьшению коэффициентов эллиптичности и усилению в рабочей полосе частот по сравнению с плоскими однозаходными и двухзаходными спиральными антеннами.

На рис. 2, а, б, в приведены экспериментальные диаграммы направленности по полной мощности $P(\theta)/P_{\max}$ и поляризационные диаграммы $r(\theta)$ трехзаходной плоской спиральной антенны, измеренные на частотах 3600 МГц, 4200 МГц и 4800 МГц соответственно. На других частотах диаграммы аналогичны приведенным на рис. 2. Результаты экспериментов показали, что максимум диаграммы направленности отклоняется от нормали к антенне при-

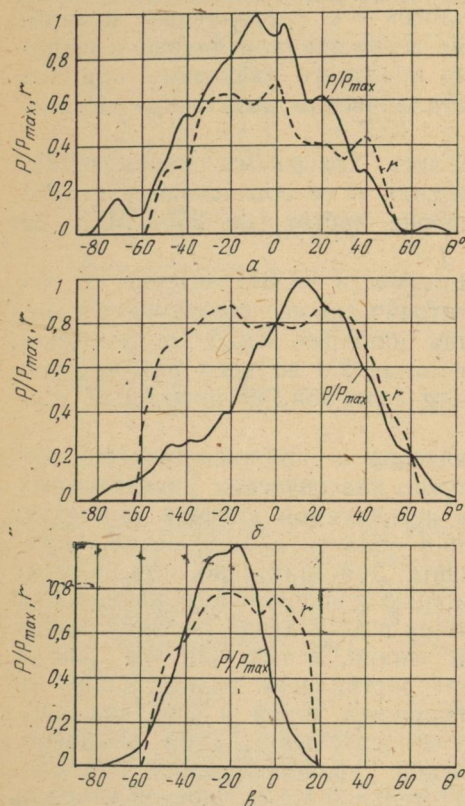


Рис. 2

мерно на 12° и с изменением частоты вращается вокруг направления нормали. Отклонение максимума излучения от нормали к антенне объясняется тем, что активная область спирали несколько асимметрична и не полностью охватывает виток с периметром, равным длине волны.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования подтверждают работоспособность предложенного варианта плоской спиральной антенны при изменении ее высоты от 0,13 до 0,35 длины волны.

Список литературы: 1. Рамзей В. Частотно-независимые антенны. — М.: Мир, 1968. — 176 с. 2. Горобец Н. Н., Панфилов М. М. Анализ однозаходных плоских спиральных антенн. — Радиотехника, 1976, вып. 37, с. 33—38.

Поступила в редколлегию 1.02.80.

УДК 621.396.671

Н. В. ШВЫРКИН, канд. техн. наук,
Н. Н. ГОРОБЕЦ, канд. физ.-мат. наук

ПОЛЕ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ

В настоящей статье предложен метод расчета излучения плоской линейной антенны, позволяющий по заданной диаграмме направленности антенны в дальней зоне находить поле на любых расстояниях от антенны, включая ее раскрыв.

С помощью метода, заключающегося в добавлении к раскрыву антенны бесконечных идеально проводящих фланцев, поле излучения линейной антенны получим, исходя из рассмотрения эквивалентной

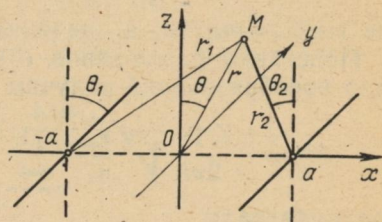


Рис. 1

задачи дифракции плоских волн на щели (рис. 1). В случае вертикальной поляризации для напряженности магнитного и электрического полей согласно [1] имеем:

$$H_y^e = -\frac{\omega \varepsilon_0}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2} - i\infty}^{\frac{\pi}{2} + i\infty} N_{xy}(\beta) e^{-ikr \cos(\beta - \theta)} d\beta; \quad (1)$$

$$E_r^e = \frac{1}{i\omega \varepsilon_0 r} \frac{\partial H_y^e}{\partial \theta}; \quad E_\theta^e = -\frac{1}{i\omega \varepsilon_0} \frac{\partial H_y^e}{\partial r}. \quad (2)$$

Для горизонтальной поляризации

$$E_y^m = \frac{k}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{2} - i\infty}^{\frac{\pi}{2} + i\infty} N_{mx}(\beta) e^{-ikr \cos(\beta - \theta)} \cos \beta d\beta; \quad (3)$$

$$H_r^m = -\frac{1}{i\omega \mu_0 r} \frac{\partial E_y^m}{\partial \theta}; \quad H_\theta^m = \frac{1}{i\omega \mu_0} \frac{\partial E_y^m}{\partial r}. \quad (4)$$

В соотношениях (1)–(4)

$$\vec{N}_M(\beta) = \int_{-a}^a \vec{J}_M(x_0) e^{ikx_0 \sin \beta} dx_0 \quad (5)$$

— диаграмма направленности антенны в дальней зоне; $\vec{J}_M(x_0)$ — поверхностная плотность магнитных токов; $k = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$.

Используя метод парциальных диаграмм [2], представим диаграмму направленности (5) для случая вертикальной поляризации в виде

$$H_{\text{мн}}(\beta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m a_m \cos \theta_m \frac{e^{ik a \sin \beta} - e^{-ik a \sin \beta}}{ik (\sin \beta - \sin \theta_m)}, \quad (6)$$

где $\sin \theta_m = m\pi/ka$, а значения коэффициентов a_m известны.

Подставим разложение (6) в соотношение (1). Тогда после ряда преобразований получим

$$H_y^e = -\frac{1}{2\pi i} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m a_m \cos \theta_m (I_{1m} - I_{2m}), \quad (7)$$

где интегралы

$$I_{1m,2m} = \int_{-\frac{\pi}{2} - i\infty}^{\frac{\pi}{2} + i\infty} \frac{e^{-ikr_{1,2} \cos(\beta - \theta_{1,2})}}{\sin \beta - \sin \theta_m} d\beta \quad (8)$$

записаны с учетом цилиндрических координат

$$r_{1,2} = \sqrt{r^2 + a^2 \mp 2ra \sin \theta}; \quad \theta_{1,2} = \arctg \frac{r \sin \theta \mp a}{r \cos \theta},$$

совмещенных с краями раскрыва и показанных на рис. 1.

Перейдем в интегралах (8) к новой переменной $\varepsilon = \beta - \theta_{1,2}$ и, деформировав контур интегрирования, преобразуем эти интегралы к виду

$$\begin{aligned} I_{1m,2m} = & \frac{1}{2} \int_{-\frac{\pi}{2} - i\infty}^{\frac{\pi}{2} + i\infty} \left(\frac{1}{\cos \frac{\beta + \theta_m}{2}} - \frac{1}{\cos \theta_m} \right) \frac{e^{-ikr_{1,2} \cos(\beta - \theta_{1,2})}}{\sin \frac{\beta - \theta_m}{2}} d\beta + \\ & + \frac{1}{2 \cos \theta} \int_{-\frac{\pi}{2} - i\infty}^{\frac{\pi}{2} + i\infty} \frac{e^{-ikr_{1,2}}}{\sin \frac{\varepsilon + \theta_{1,2} - \theta_m}{2}} d\varepsilon. \end{aligned} \quad (9)$$

В этом соотношении первый интеграл не имеет полюса и его можно оценить с помощью метода перевала, а второй интеграл определяется точно. Можно показать [1, 3], что

$$\int_{-\frac{\pi}{2}-i\infty}^{\frac{\pi}{2}+i\infty} \frac{e^{-ikr_{1,2} \cos \varepsilon}}{\sin \frac{\varepsilon + \theta_{1,2} - \theta_m}{2}} d\varepsilon = i\pi e^{-ikr_{1,2}} \omega(e^{-i\pi/4} X_{1,2}); \quad (10)$$

ω — функция, табулированная в [4], а $X_{1,2} = \sqrt{2kr_{1,2}} \sin \frac{\theta_{1,2} - \theta_m}{2}$.

Тогда, ограничившись одним членом асимптотического разложения первого интеграла в выражении (9), для составляющей H_y^e , определяемой равенством (7), получим

$$\begin{aligned} H_y^e = i \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m a_m \cos \theta_m & \left\{ \frac{e^{-i(kr_1 - \pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr_1}} \left[\frac{1}{\sin \theta_1 - \sin \theta_m} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2 \cos \theta_m \sin \frac{\theta_1 - \theta_m}{2}} \right] + i \frac{e^{-ikr_1}}{2 \cos \theta_m} \omega(e^{-i\pi/4} X_1) - \right. \\ & \left. - \frac{e^{-i(kr_2 - \pi/4)}}{\sqrt{2\pi kr_2}} \left[\frac{1}{\sin \theta_2 - \sin \theta_m} - \frac{1}{2 \cos \theta_m \sin \frac{\theta_2 - \theta_m}{2}} \right] - \right. \\ & \left. - i \frac{e^{-ikr_2}}{2 \cos \theta_m} \omega(e^{-i\pi/4} X_2) \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

Соотношение (11) позволяет найти значение составляющей вертикально поляризованного поля излучения в широком секторе углов θ на любых расстояниях r , исключая области порядка λ вблизи краев раскрыва.

Решение задачи об излучении линейной антенны в виде (11) соответствует равномерной части тока в физической теории дифракции [3]. Если учесть и неравномерную часть тока, то в (9) можно обойти необходимость оценки первых интегралов по методу перевала. С учетом суммы равномерной и неравномерной частей тока вместо (6) необходимо исходить из [3]

$$\begin{aligned} N_{\mu y}(\beta) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m a_m & \left[\frac{\cos \frac{\beta + \theta_m}{2} + \sin \frac{\beta - \theta_m}{2}}{ik(\sin \beta - \sin \theta_m)} e^{ik a \sin \beta} - \right. \\ & \left. - \frac{\cos \frac{\beta + \theta_m}{2} - \sin \frac{\beta - \theta_m}{2}}{ik(\sin \beta - \sin \theta_m)} e^{-ik a \sin \beta} \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

При этом для больших раскрывов коэффициенты a_m в равенстве (12) можно принять теми же, что и в разложении (6). Подставив (12) в (1), получим

$$H_y^e = -\frac{1}{2\pi i} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m a_m (J_{1m} - J_{2m}),$$

$$\text{где } J_{1m,2m} = \frac{1}{2} \int_{-\frac{\pi}{2}-i\infty}^{\frac{\pi}{2}+i\infty} \left(\frac{1}{\sin \frac{\beta - \theta_m}{2}} \pm \frac{1}{\cos \frac{\beta + \theta_m}{2}} \right) e^{-ikr_{1,2} \cos(\beta - \theta_{1,2})} d\beta$$

Представляя последнее уравнение в виде двух интегралов, убеждаемся в том, что первый из них совпадает с интегралом (10), а второй также определяется точно и равен

$$\int_{-\frac{\pi}{2}-i\infty}^{\frac{\pi}{2}+i\infty} \frac{e^{-ikr_{1,2} \cos \epsilon}}{\epsilon + \theta_{1,2} - \theta_m} d\epsilon = i\pi e^{-ikr_{1,2} w} (e^{-i\pi/4} Y_{1,2}), \quad (13)$$

$$\text{где } Y_{1,2} = \sqrt{2kr_{1,2}} \cos \frac{\theta_{1,2} - \theta_m}{2}.$$

Тогда с учетом равенств (10) и (13) для составляющей H_y^e в случае вертикальной поляризации имеем

$$H_y^e = -\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m a_m \{ e^{-ikr_1} [\omega(e^{-i\pi/4} X_1) + \omega(e^{-i\pi/4} Y_1)] - e^{-ikr_2} [\omega(e^{-i\pi/4} X_2) - \omega(e^{-i\pi/4} Y_2)] \}. \quad (14)$$

Для случая горизонтальной поляризации, проделав аналогичные выкладки, получим

$$E_y^e = \frac{1}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m a_m \{ e^{-ikr_1} [\omega(e^{-i\pi/4} X_1) - \omega(e^{-i\pi/4} Y_1)] - e^{-ikr_2} [\omega(e^{-i\pi/4} X_2) + \omega(e^{-i\pi/4} Y_2)] \}. \quad (15)$$

Остальные составляющие поля излучения линейной антенны для вертикальной и горизонтальной поляризаций можно найти, используя равенства (2) и (4). Расчеты проводились для антенны с равномерным амплитудным распределением ($a_0=1$, $a_m=0$ при $m \neq 0$) и параметром $\alpha^2 = (ka)^2 = 10^3$.

На рис. 2 изображено распределение амплитуды и фазы составляющих H_y^e и E_y^e в осевом направлении ($\theta=0$), рас-

считанных по соотношениям (11), (14) и (15) (сплошная кривая — H_y^e по (11); штриховая — H_y^e по (14); штрих-пунктирная — E_y^m по (15)). Аргумент — X_1 , что позволило наиболее наглядно показать осциллирующий характер излучения вблизи

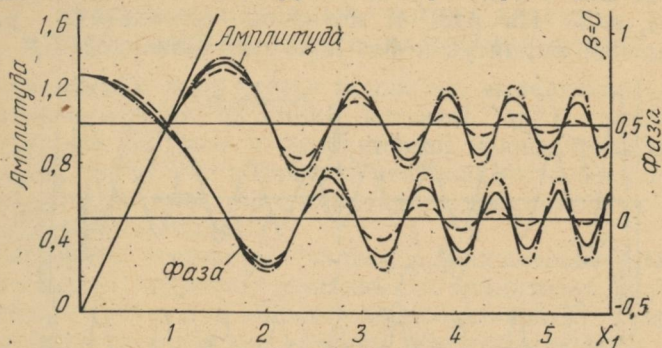


Рис. 2

раскрыва антенны. Из рассмотрения результатов расчетов следует, что для горизонтальной поляризации, имеющей составляющую вектора E , параллельную кромке экрана, амплитуда

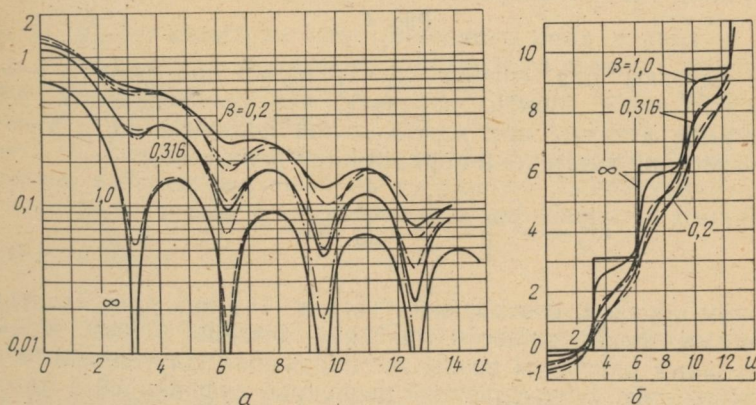


Рис. 3

осцилляций больше, чем для вертикальной поляризации, причем это различие становится более существенным по мере приближения к раскрыву антенны. С увеличением линейных размеров раскрыва антенны приведенные выше распределения с ростом α остаются теми же самыми, увеличивается лишь количество «периодов» осцилляций, число которых между $X_1 \approx 1,5$ и $X_{1 \text{ мин}} =$

$= \sqrt{\alpha}$ при $r=0$ равно примерно $\sqrt{\alpha}$.

Распределения амплитуд и фаз составляющих H_y^e и E_y^m , вычисленные по соотношениям (11), (14) и (15) как функции углового параметра $u = a \sin \theta$ для различных значений $\beta = r/R_0$, где $D_0 = 8 a^2/\lambda$ — расстояние дальней зоны, приведены на рис. 3, а, б. На рис. 4, показаны результаты расчета распределения амплитуд и фаз поля составляющей E_y^m в рас-

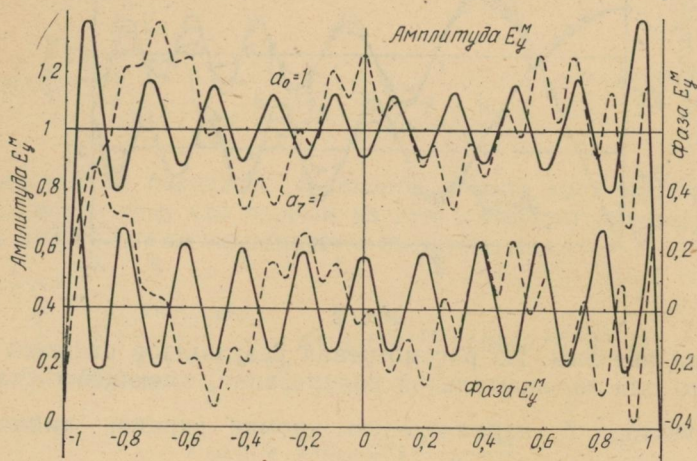


Рис. 4

крыве антенны для случая $a_0=1$; $a_m=0$ при $m \neq 0$ и $a_7=1$; $a_m=0$ при $m \neq 7$. Можно показать, что распределение поля в раскрыве антенны при вертикальной поляризации с учетом неравномерной части тока определяется равенством

$$H_y^e = - \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m e^{-i \frac{m\pi x_0}{2}}.$$

Таким образом, соотношения (14) и (15) при представлении диаграммы направленности линейной антенны в виде суммы парциальных диаграмм позволяют найти поле излучения антенны с погрешностью, обусловленной первичной дифракцией в методе краевых волн [3]. При этом учет неравномерной части тока, физически более полно отражая процесс излучения, дает возможность находить поле в любой точке пространства.

Список литературы: 1. Хёлл Х., Мауэ А., Вестпфаль К. Теория дифракции. — М.: Мир, 1964. — 428 с. 2. Минкович Б. М., Яковлев В. П. Теория синтеза антенн. — М.: Сов. радио, 1969. — 294 с. 3. Уфимцев П. Я. Метод краевых волн в физической теории дифракции. — М.: Сов. радио, 1962. — 241 с. 4. Фаддеева В. Н., Терентьев Н. М. Таблицы интеграла вероятностей от комплексного аргумента. — М.: Госиздат техн.-теорет. лит., 1954. — 268 с.

Поступила в редколлегию 08.02.80.

ЗАВИСИМОСТЬ ПРИНИМАЕМОЙ МОЩНОСТИ ОТ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СВОЙСТВ АНТЕННЫ И ПРИНИМАЕМОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Определение зависимости мощности, выделяющейся в согласованной нагрузке приемной антенны, от поляризационных свойств этой антенны и принимаемой волны представляет интерес, так как часто возникает необходимость сконструировать приемное устройство, обеспечивающее максимальную мощность принимаемого сигнала.

Настоящее сообщение является рассмотрением некоторых теоретических вопросов, связанных с анализом взаимодействия антенн с эллиптически поляризованной волной.

Рассмотрим реакцию антенны (поляризационное состояние которой a) на принимаемую волну с поляризационным состоянием w . Выражение для комплексного напряжения на выходе приемной антенны, создаваемого приемной волной, —

$V(w, a) = \vec{E}_w \cdot \vec{e}_a^*$, где $\vec{e}_w$ и $\vec{e}_a$ — нормированные комплексные векторы электромагнитной волны и приемной антенны ($\vec{e} \vec{e}^* = 1$); $\vec{E}_w$ — амплитуда электрического поля волны.

Воспользуемся понятием комплексного вектора действующей высоты антенны, введенным Синклером [1, 2, 3], тогда напряжение холостого режима может быть записано в виде $V = \vec{E}_w \cdot \vec{h}$, где $\vec{h}$ — комплексный вектор действующей высоты антенны, зависящий только от координат. Амплитуда электрического поля волны с помощью нормированного комплексного вектора $\vec{E}_w$ —

$$\vec{E}_w = |E_w| \vec{e}_w.$$

Тогда полная мощность, излучаемая антенной, может быть выражена как

$$|V(w, a)|^2 = V(w, a) V^*(w, a) = |E_w| \vec{e}_w \cdot \vec{e}_a^* |E_w| \vec{e}_w \cdot \vec{e}_a = |E_w|^2 |\vec{e}_w \cdot \vec{e}_a^*|^2.$$

Поляризационный коэффициент приема с учетом нормированного комплексного вектора $\vec{e} - m_R = |\vec{e}_w \cdot \vec{e}_a^*|^2$, а с учетом поляризационных коэффициентов антенны и волны преобразуется к виду

$$m_R = |1 + \vec{P}_w \cdot \vec{P}_a^*|^2 / (1 + |\vec{P}_w|^2)(1 + |\vec{P}_a|^2),$$

где поляризационный коэффициент по определению равен

$$\vec{P} = \frac{E_y}{E_x} e^{j\delta} = \frac{e_y}{e_x} e^{j\delta}, \text{ где } \delta - \text{разность фаз между ортогональными}$$

компонентами поля (звездочка означает взятие комплексно-сопряженной величины).

Тогда последнее выражение для мощности излучения —
 $|V(\omega, a)|^2 = |E_w|^2 m_R$.

Поляризационный коэффициент m_R равен отношению мощности волны, принятой антенной при наличии рассогласования поляризаций антенны и падающей волны, к максимальной мощности, которая была бы принята при отсутствии рассогласования, и лежит в пределах $0 \leq m_R \leq 1$.

Значение интенсивности волны, усредненное во времени, записывается в виде $\bar{S} = \frac{1}{2\eta} |E_w|^2$, где η — волновое сопротивление среды.

В общем виде мощность волны, выделяемой в антенной системе, — $P_R = \bar{S} A_{\text{эф}} m_R$, где $A_{\text{эф}}$ — эффективная площадь раскрытия антенны, равная $A_{\text{эф}} = (\lambda^2 G / 4\pi)$, где G — коэффициент усиления антенны, а λ — длина волны принимаемого излучения.

Комбинируя полученные результаты, получаем

$$P_R = \frac{|V(\omega, a)|^2}{2\eta} A_{\text{эф}}.$$

Мощность, обусловленная приходящей волной и выделяемая в согласованной нагрузке антенны, запишем как $P_R = V_0^2 / R_a$, где V_0 — напряжение на зажимах антенны в режиме холостого хода; R_a — сопротивление излучения антенны, определяемое через вектор действующей высоты [3].

Комбинируя последние две формулы, получаем окончательно:

$$V_0 = \sqrt{R_a A_{\text{эф}}} / 2\eta |V(\omega, a)|.$$

Анализ данного выражения показывает, что принимаемая антенной мощность характеризуется четырьмя параметрами: плотностью потока мощности волны в точке приема, поляризационными параметрами сигналов, вектором действующей высоты антенны и эффективной площадью раскрытия антенны.

Список литературы: 1. Канарейкин Д. Б., Павлов Н. Ф., Потехин В. А. Поляризация радиолокационных сигналов. — М.: Сов. радио, 1960. — 440 с. 2. Коу (Ко Н. С.). Некоторые вопросы теории антенн, связанные с приемом частично поляризованных радиоволн. — Труды ин-та радиотехников США, 1961, 49, № 9, с. 1978—1986. 3. Коу (Ко Н. С.). О приеме квазимонохроматических, частично поляризованных радиоволн. — Труды ин-та радиотехников США, 1962, 50, № 9, с. 1984—1991.

Поступила в редколлегию 15.02.80.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ВОЛНЫ, ПРОШЕДШЕЙ ЧЕРЕЗ ДЕПОЛЯРИЗУЮЩУЮ СРЕДУ, С АНТЕННОЙ

Двухканальные поляризационные устройства обычно применяются для разложения электромагнитной волны на ортогонально поляризованные компоненты. Такое разделение может быть выполнено с помощью конструкций и устройств, рассмотренных в [1, 2].

Знание поляризационных параметров сигнала в сочетании с соответствующими способами разделения поляризации, степени разделения между каналами устройства, ослабления и фазового сдвига позволяет решать ряд важных практических задач (увеличение контрастности радиолокационных изображений, отстройка от помех и мешающих отражений и т. п.). Отсюда следует очевидная целесообразность рассмотреть вопрос о степени разделения между выходными каналами устройства, ослабления сигнала и фазового сдвига, использующего разделение (в общем случае) эллиптически поляризованной волны, прошедшей через деполаризующую среду, в частности облака, осадки. Это влияние проявляется в виде ослабления уровня мощности, изменения состояния поляризации и сдвига фазы применяемой электромагнитной волны [3, 4] (обозначим ее через w').

Рассмотрим взаимодействие волны (поляризационное состояние w') с приемной антенной, поляризационное состояние которой $a_{||}$ и $a_{\perp}$, т. е. ее компоненты ортогонально поляризованы. В общем случае состояния $a_{||}$ и $a_{\perp}$ могут быть неортогональны, тогда необходимо знание внутренних свойств устройств для разделения волн по поляризациям.

Заметим, что двухполяризованная приемная антенна имеет следующие параметры: $\varphi_{||}$, $\theta_{||}$ и $\varphi_{\perp}$, $\theta_{\perp}$ — угол эллиптичности; θ — угол ориентации эллипса для соответствующих выходных каналов.

Соответственно и осевые отношения:

$$K_{||} = \operatorname{ctg} \varphi_{||}; \quad K_{\perp} = \operatorname{ctg} \varphi_{\perp}.$$

Относительные углы наклона поляризационных эллипсов антенны и принимаемой волны w и w' соответственно равны $\Delta\theta_{||} = \theta_{||} - \theta_w$; $\Delta\theta_{\perp} = \theta_{\perp} - \theta_w$ и $\Delta\theta'_{||} = \theta_{||} - \theta'_w$; $\Delta\theta'_{\perp} = \theta_{\perp} - \theta'_w$.

Мощность на выходе каждого канала при приеме волны w в идеальных условиях записывается в виде [1]

$$P_{||} = S_w A_{\text{эф}} m_R(w, a_{||}); \quad P_{\perp} = S_w A_{\text{эф}} m_R(w, a_{\perp}), \quad \text{где } S_w = (E_1^2 + E_2^2)/2\eta - \text{средняя интенсивность волны; } \eta - \text{волновое}$$

противление среды; $A_{\text{эф}} = \lambda^2 G / 4\pi$ — эффективная площадь раскрыва антенны; G — коэффициент усиления антенны; λ — длина волны.

Поляризационный коэффициент m_R равен отношению мощности волны, принятой антенной при наличии рассогласования поляризаций антенны и падающей волны, к максимуму мощности, которая была бы принята, и лежит в пределах $0 \leq m_R \leq 1$.

Здесь мы предполагаем, что эффективная апертура антенны будет одинакова для двух поляризационных состояний антенны.

С учетом влияния метеорологических образований на сигнал принимаемая мощность выразится как $P'_{\Pi} = S'_w A_{\text{эф}} m_R(\omega', a_{\Pi})$; $P_{\perp} = S'_w A_{\text{эф}} m_R(\omega', a_{\perp})$.

Потери сигнала могут быть полностью найдены для среды или коммуникационного канала; по большинству условий они близки друг к другу. Значение ослабления сигнала (в зависимости от степени разделения в канале антенны P_{Π} с учетом идеальных условий распространения сигнала и степени разделения в канале P'_{Π} с учетом среды, через которую прошел сигнал) может быть определено выражением

$$F = \frac{P_{\Pi}}{P'_{\Pi}} = \frac{S_w}{S'_w} \frac{m_R(\omega, a_{\Pi})}{m_R(\omega', a_{\Pi})} = A_c \frac{m_R(\omega, a_{\Pi})}{m_R(\omega', a_{\Pi})},$$

где A_c — затухания, вызываемые средой.

Что касается степени разделения между горизонтально и вертикально поляризованными выходными компонентами принимаемого антенной сигнала, с учетом идеальных условий приема она записывается в виде

$I = m_R(\omega, a_{\Pi}) / m_R(\omega', a_{\Pi})$. Когда среда, в которой распространяется сигнал, имеет деполяризующие компоненты, степень разделения $I' = m_R(\omega', a_{\Pi}) / m_R(\omega', a_{\perp})$.

Степень разделения для общего случая, выраженная через поляризационное состояние волны, осевое отношение поляризационного эллипса антенны и углов ориентации, представляется в виде

$$I = \frac{\left[\frac{1}{2} + \frac{4K_w K_{a_{\parallel}} + (K_w^2 - 1)(K_{a_{\parallel}}^2 - 1) \cos 2\Delta\Theta_{\parallel}}{2(K_w^2 + 1)(K_{a_{\parallel}}^2 + 1)} \right]}{\left[\frac{1}{2} + \frac{4K_w K_{a_{\perp}} + (K_w^2 - 1)(K_{a_{\perp}}^2 - 1) \cos 2\Delta\Theta_{\perp}}{2(K_w^2 + 1)(K_{a_{\perp}}^2 + 1)} \right]}$$

Применим комплексный вектор напряжения [1, 2], который часто используется для вычисления взаимодействия волна — антенна. Это позволит определить фазу, а использование поля-

ризаационного коэффициента позволит определить мощность, необходимую для определения ослабления и степени разделения.

Мощность, выделяемая в каждом канале антенны, с учетом идеального распространения волны записывается как $P_{||} =$

$$= \frac{A_{\text{эф}}}{2\eta} |V(w, a_{||})|^2; P_{\perp} = \frac{A_{\text{эф}}}{2\eta} |V(w, a_{\perp})|^2, \text{ а с учетом возмущенной}$$

среды — в виде $P'_{||} = \frac{A_{\text{эф}}}{2\eta} |V(w', a_{||})|^2; P'_{\perp} = \frac{A_{\text{эф}}}{2\eta} |V(w', a_{\perp})|^2$, где комплексное напряжение на выходе приемной антенны $|V(w', a)|^2 = |E_{w'}|^2 m_R$.

Тогда в общем виде мощность, обусловленная приходящей волной и выделяемая в согласованной нагрузке антенны,

$$P_R = \frac{|V(w', a)|^2}{2\eta} A_{\text{эф}} = \frac{V_0^2}{R_a},$$

где $V_0 = \sqrt{\frac{R_a A_{\text{эф}}}{2\eta}} |V(w', a)|$ — напряжение на зажимах антенны в режиме холостого хода; R_a — сопротивление излучения антенны (может быть определено через вектор действующей волны).

Анализ выражения показывает, что принимаемая антенной мощность определяется интенсивностью волны в точке приема, поляризационными параметрами сигнала, вектором действующей высоты антенны и эффективной площадью раскрыва антенны.

С учетом антенного эффекта фаза каждой компоненты волны и соответствующего канала антенны при условии идеального распространения сигнала записывается в виде $\Psi_{||} = \Psi[V(w, a_{||})]; \Psi_{\perp} = \Psi[V(w, a_{\perp})]$, а с учетом метеорологических образований — $\Psi'_{||} = \Psi[V(w', a_{||})]; \Psi'_{\perp} = \Psi[V(w', a_{\perp})]$.

На основании записанных выражений определяется фазовый сдвиг каждой компоненты сигнала, вызванный свойствами среды, через которую данный сигнал прошел: $\Delta\Psi_{||} = \Psi'_{||} - \Psi_{||}; \Delta\Psi_{\perp} = \Psi'_{\perp} - \Psi_{\perp}$.

Отношение фазового сдвига между выходными каналами антенны при условии идеального распространения сигнала $\Psi'_{||-\perp} = \Psi'_{||} - \Psi'_{\perp}$ с учетом возмущенной среды $\Psi'_{||-\perp} = \Psi'_{||} - \Psi'_{\perp}$.

Отношение относительного фазового сдвига между выходными каналами антенны с учетом деполяризующей среды записывается в виде

$$\Delta\Psi'_{||-\perp} = \Psi'_{||-\perp} - \Psi_{||-\perp} = (\Psi'_{||} - \Psi'_{\perp}) - (\Psi_{||} - \Psi_{\perp}) = \Delta\Psi_{||} - \Delta\Psi_{\perp}.$$

Результаты данной работы позволяют не только ответить на вопрос, как изменяются характеристики сигнала (поляризационные и энергетические характеристики, степень разделения по поляризациям, сдвиг по фазе) на выходе двухполяризованных устройств по сравнению с падающими, но и выполнить анализ параметров применяемого сигнала по известным характеристикам выходного сигнала и самого приемного устройства. Полученные результаты могут оказаться весьма полезными при построении математической модели деполяризующей среды.

Список литературы: 1. Канарейкин Д. Б., Павлов Н. Ф., Потехин В. А. Поляризация радиолокационных сигналов. — М.: Сов. радио, 1966. — 440 с. 2. Гусев К. Г., Филатов А. Д., Соповев А. П. Поляризационная модуляция. — М.: Сов. радио, 1974. — 287 с. 3. Сысоев А. А., Звягинцев А. А. Свойства фазы плоской электромагнитной волны с вращающейся поляризацией. — Вестн. Харьк. ун-та, № 138. Радиофизика и электроника, вып. 5, 1976, с. 106—111. 4. Третьяков О. А., Сысоев А. С., Звягинцев А. А. Рассеяние плоских эллиптических поляризованных волн ленточной решеткой. — Харьков: Препринт ин-та ИРЭ АН УССР, 1976, № 59. — 28 с.

Поступила в редколлегию 15.02.80.

УДК 538.566

Д. Г. СЕЛЕЗНЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ПЛОСКОГО РЕЗОНАТОРА, НАГРУЖЕННОГО РЕШЕТКОЙ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ БРУСЬЕВ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ПОПЕРЕЧНОГО СЕЧЕНИЯ

В связи с разработкой полупроводниковых генераторов миллиметрового диапазона [1] представляет интерес исследование открытых резонансных систем таких генераторов. В данной статье рассматривается резонатор, образованный двумя бесконечными металлическими плоскостями, внутри которого расположена бесконечная периодическая решетка из металлических брусев прямоугольного поперечного сечения с образующими, параллельными оси OZ . Начало координат выбрано посередине одной из щелей.

Поле в такой структуре имеет следующие компоненты: E_x , E_y , H_z . Магнитную составляющую электромагнитного поля можно представить в виде

$$H_z(x, y) = \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{\infty} [a_n e^{-ip_n(y-h)} + b_n e^{ip_n(y-h)}] e^{ih_n x}; \\ \sum_{m=0}^{\infty} [a'_m e^{-iq_m y} + b'_m e^{iq_m y}] \cos \frac{\pi m}{d} \left(x + \frac{d}{2} \right); \\ \sum_{n=-\infty}^{\infty} [c_n e^{-ip_n(y+h)} + d_n e^{ip_n(y+h)}] e^{ih_n x}, \end{cases} \quad (1)$$

где $k = \omega/c$; $h_n = k \sin \alpha + 2\pi n/l$; $p_n = \sqrt{k^2 - h_n^2}$; $q_m = \sqrt{k^2 - \left(\frac{\pi m}{d}\right)^2}$; α — угол, образованный вектором $\vec{K}$ и осью OY

Остальные компоненты поля находятся через H_z из уравнений Максвелла.

Для определения неизвестных коэффициентов $a_n, b_n, c_n, d_n, a'_m, b'_m$ воспользуемся граничными условиями. Граничные условия на экранах, как нетрудно видеть, выполняются, если справедливы следующие условия: $a_n = b_n e^{i2p_n b}$; $d_n = c_n e^{i2p_n a}$.

Учет граничных условий на плоскости $y = \pm h$ приводит к системе уравнений относительно неизвестных коэффициентов:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n b_n (-1 + e^{i2p_n b}) e^{ih_n x} = 0;$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n b_n (-1 + e^{i2p_n b}) e^{ih_n x} = \sum_{m=0}^{\infty} q_m [a'_m e^{-iq_m h} - b'_m e^{iq_m h}] \cos \frac{\pi m}{d} \left(x + \frac{d}{2}\right);$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} b_n (1 + e^{i2p_n b}) e^{ih_n x} = \sum_{m=0}^{\infty} [a'_m e^{-iq_m h} + b'_m e^{iq_m h}] \cos \frac{\pi m}{d} \left(x + \frac{d}{2}\right); \quad (2)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n c_n (1 - e^{i2p_n a}) e^{ih_n x} = 0;$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n c_n (1 - e^{i2p_n a}) e^{ih_n x} = \sum_{m=0}^{\infty} q_m [a'_m e^{iq_m h} - b'_m e^{-iq_m h}] \cos \frac{\pi m}{d} \left(x + \frac{d}{2}\right);$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n (1 + e^{i2p_n a}) e^{ih_n x} = \sum_{m=0}^{\infty} [a'_m e^{iq_m h} + b'_m e^{-iq_m h}] \cos \frac{\pi m}{d} \left(x + \frac{d}{2}\right).$$

Из этой системы уравнений путем известных преобразований [2] получаем бесконечную систему линейных алгебраических уравнений второго рода относительно b_n и c_n :

$$-b_n(1 - e^{i4\pi\theta_2\xi_n}) + c_n(1 - e^{i4\pi\theta_3\xi_n}) - \sum_{s=-\infty}^{\infty} P_{ns}\{b_s(1 + e^{i4\pi\theta_2\xi_s}) - c_s(1 + e^{i4\pi\theta_3\xi_s})\} = 0; \quad (3)$$

$$-b_n(1 - e^{i4\pi\theta_2\xi_n}) - c_n(1 - e^{i4\pi\theta_3\xi_n}) - \sum_{s=-\infty}^{\infty} Q_{ns}\{b_s(1 + e^{i4\pi\theta_2\xi_s}) + c_s(1 + e^{i4\pi\theta_3\xi_s})\} = 0,$$

где $\theta = d/l$; $\theta_1 = h/l$; $\theta_2 = b/l$; $\theta_3 = a/l$; $\xi_n = \sqrt{x^2 - (n + x \sin \alpha)^2}$;
 $\xi_m = \sqrt{(2x\theta)^2 - m^2}$;

$$P_{ns} = i(\pi\theta)^2 \frac{(n + x \sin \alpha)(s + x \sin \alpha)}{\sqrt{x^2 - (n + x \sin \alpha)^2}} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_0^m}{2} e^{i\pi m \xi_m} \operatorname{ctg} \left(\pi \frac{\theta_1}{\theta} \xi_m \right) \times \\ \times \frac{\sin [\pi\theta(n + x \sin \alpha) - \pi m/2] \sin [\pi\theta(s + x \sin \alpha) - \pi m/2]}{[\pi\theta(n + x \sin \alpha)]^2 - (\pi m/2)^2 [\pi\theta(s + x \sin \alpha)]^2 - (\pi m/2)^2}.$$

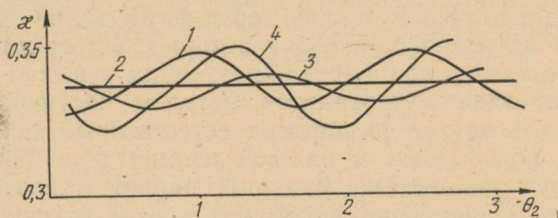
Формулу для Q_{ns} можно получить из выражения для P_{ns} , заменив $\operatorname{ctg} \left(\pi \frac{\theta_1}{\theta} \xi_m \right)$ на $-\operatorname{tg} \left(\pi \frac{\theta_1}{\theta} \xi_m \right)$.

Для того чтобы найти резонансные частоты такой структуры, необходимо определитель системы уравнений (3) приравнять нулю. Нахождение корней полученного уравнения проводилось численно с помощью метода половинного деления. Истинные корни удовлетворяют уравнениям для действительной и мнимой частей определителя и находятся с любой наперед заданной точностью.

Цель данной работы заключается в определении таких положений решетки внутри резонатора и таких ее параметров, при которых характеристики резонатора оптимальны.

Некоторые результаты этих исследований приведены на рисунке: зависимости частоты резонатора от положения решетки между зеркалами для различных значений высоты решетки. (здесь $\theta = 0,5$; $2\theta_1 + \theta_2 + \theta_3 = 7,36$; 1 — $\theta_1 = 0,5$; 2 — $\theta_1 = 0,66$; 3 — $\theta_1 = 0,75$; 4 — $\theta_1 = 1$). Видно, что при резонансной ре-

шетке, т. е. когда по высоте брусьев укладывается приблизительно целое число длин полувольт, частота резонатора не зависит от положения решетки. При изменении высоты брусьев по сравнению с резонансной частота резонатора будет меняться в зависимости от положения решетки.



Список литературы: 1. Полупроводниковый генератор миллиметрового диапазона с квазиоптической резонансной системой/А. И. Бородин, Б. М. Булгаков, В. А. Матвеева и др. — Письма в журн. теорет. физики, 1979, 5, вып. 5, с. 285—288. 2. Шестопапов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках. — Харьков: Вища школа. Изд-во при Харьк. ун-те, 1973. — 288 с.

Поступила в редколлегию 15.02.80.

УДК 538.574.6

Н. М. БОГОМОЛОВ

ДИСПЕРСИОННОЕ УРАВНЕНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ СИСТЕМЫ СО СДВИНУТЫМИ ДРУГ ОТНОСИТЕЛЬНО ДРУГА ДИФРАКЦИОННЫМИ РЕШЕТКАМИ

В связи с перспективностью использования периодической электростатической фокусировки (ПЭФ) в генераторе дифракционного излучения (ГДИ) представляет интерес резонансная система ГДИ, содержащая две дифракционные решетки, которые предназначены для фокусировки электронного потока [1]. Такая структура дает возможность управлять ее резонансными свойствами путем параллельного перемещения одной решетки относительно другой. Этот способ перестройки резонатора является, по-видимому, наиболее удобным и относительно простым в техническом исполнении способом по сравнению с другими (изменение параметров решеток, расстояний от решеток до экранов и др.). Естественно, что в ГДИ с ПЭФ относительное смещение решеток возможно в пределах, обеспечивающих устойчивую фокусировку электронного потока.

Рассматривается модель резонатора с бесконечными плоскопараллельными зеркалами, т. е. двухплоскостной волновод в режиме, близком к критическому [2]. Дифракционные решетки с периодом $2l$, составленные из металлических брусьев прямоугольного поперечного сечения, расположены на расстоянии

$2d$ друг от друга. На расстояниях b_1 и b_2 соответственно от верхней и нижней решеток расположены два идеально проводящих экрана. Ширина щелей и толщина брусьев верхней и нижней решеток различны и равны соответственно $2d_1$ и $2d_2$, h_1 и h_2 . Относительный сдвиг решеток определяется величиной Δ — расстоянием между серединами щелей решеток. Исследуются типы колебаний, для которых вектор напряженности магнитного поля коллинеарен образующим решеток.

Решение задачи проводится методом частичных областей. Пространство внутри резонатора естественным образом разбивается на подобласти; в каждой из них поле представляется разложением по системе функций, полной в соответствующей подобласти. Подчинение полей граничным условиям приводит к системе функциональных уравнений, последующее применение к которой процедуры переразложения позволяет получить однородную систему линейных алгебраических уравнений второго рода относительно неизвестных Фурье-коэффициентов поля. В случае $(d/l)^2 \ll 1$ при рассмотрении этой системы уравнений удастся использовать аналогию с интегральными уравнениями с вырожденным ядром и получить, следуя [3], дисперсионное уравнение рассматриваемого резонатора, связывающее постоянную распространения α с частотой колебаний поля и геометрическими параметрами структуры:

$$1 + (\Psi_1 + H_1) \operatorname{ctg} 2\gamma_1 - \Psi_1 H_1 [1 + (\Phi_2 + H_2) \operatorname{ctg} 2\gamma_2 - \Phi_2 H_2] - 4 (\operatorname{ctg} 2\gamma_1 - \Psi_1) (\operatorname{ctg} 2\gamma_2 - \Phi_2) \tilde{E}_1^+ \tilde{E}_2^- = 0.$$

$$\text{Здесь } \Psi_1 = F(\theta_1, b_1); H_1 = F(\theta_1, a); \theta_{1(2)} = \frac{d_{1(2)}}{l};$$

$$\Phi_2 = F(\theta_2, b_2); F(\theta_1, b) = \theta_1 \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{S_{0s1}^2}{\xi_s} \operatorname{ctg} p_s b; \gamma_{1(2)} = \frac{k h_{1(2)}}{2};$$

$$\tilde{E}_1^+ = -\frac{1}{2} G(\theta_1); G(\theta) = \theta \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{S_{0s1} S_{0s2}}{\xi_s \sin 2p_s a} e^{i k \alpha_s \Delta};$$

$$\tilde{E}_2^- = -\frac{1}{2} G^*(\theta_2); S_{0s1(2)} = \frac{\sin \pi \chi \theta_{1(2)} \alpha_s}{\pi \chi \theta_{1(2)} \alpha_s};$$

$$p_s^2 = k^2 (1 - \alpha_s^2) = k^2 \xi_s^2; \alpha_s = \frac{\chi \alpha + s}{\chi}; \chi = \frac{k l}{\pi}; k = \frac{\omega}{c}.$$

Полученное дисперсионное уравнение удобно для численного и физического анализа.

Список литературы: 1. Мороз Е. Е. Собственные колебания в плоскопараллельном открытом резонаторе с двойной решеткой из брусьев прямоугольного поперечного сечения и диэлектрическом слое в зазоре. — Радиотехника, 1975, вып. 34, с. 150—153. 2. Третьякова С. С., Третьяков О. А. Резонансные свойства систем с дифракционными решетками. — Радиотехника, 1969, вып. 10, с. 46—53. 3. Андрусенко А. М., Богомолов Н. М., Сук А. Ф. О решении бесконечных систем линейных уравнений, связанных с оператором, обладающим свойством $\hat{P}^2 = \gamma \hat{P}$. — Вестн. Харьк. политехн. ин-та. Краевые задачи математической физики, 1975, вып. 2, с. 43—48.

Поступила в редколлегию 22.02.80.

УДК 621.396.677.71

В. А. ЛЯЩЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
А. Я. ПЧЕЛЬНИКОВ

АНТЕННА С ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ НА ПОЛОСКОВОЙ ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ

Многощелевая антенная решетка на полосковой линии передачи обладает рядом достоинств по сравнению с подобными антеннами на прямоугольном волноводе. Это обусловлено тем, что полосковые линии дешевле и проще в изготовлении, имеют меньшую массу, небольшие размеры. С помощью щелевых излучателей можно создавать поля с вращающейся поляризацией, применение которых позволяет существенно увеличить дальность обнаружения целей в радиолокации, уменьшить помехи от дождя и снега, увеличить надежность приема сигнала летающими объектами и т. д.

В работе* показано, что поле с вращающейся поляризацией можно получить с помощью несимметричной крестообразной щели, прорезанной в заземленной пластине экранированной полосковой линии. Длина одного плеча щели выбирается меньше резонансной, другого — больше, а отношение длин щелей необходимо находить из условия равенства амплитуд излучаемых ими полей.

В данной статье для создания линейной антенны с вращающейся поляризацией в заземленной пластине экранированной полосковой линии была прорезана система крестообразных щелей (рис. 1). Размеры поперечного сечения питающего фидера следующие: $b=35$ мм, $h=5$ мм, $w=5$ мм. В качестве диэлектрика был выбран пенопласт. Экспериментальные исследования характеристик щелевой антенны в диапазоне частот 4000 МГц—5000 МГц проводились в несколько этапов.

Вначале в заземленной пластине были прорезаны две ортогональные щели под углом ± 45 град. к оси полосковой линии. Фазовые центры обеих щелей совпадали. Ширина щелей была

* Лященко В. А., Горобец Н. Н., Майта Н. А. Щелевые излучатели с круговой поляризацией на экранированной полосковой линии. — Вестн. Харьк. ун-та, № 180. Радиофизика и электроника, 1979, вып. 8, с. 32—34.

равной 1,5 мм, а длины l_1 и l_2 подбирались таким образом, чтобы коэффициент эллиптичности r был не хуже 0,9 на частоте 4330 МГц. При $l_1=38$ мм и $l_2=33$ мм несимметричная щель, центр которой расположен на оси заземленной пластины, излучала поле с поляризацией не хуже 0,707 в полосе частот $\approx 5\%$. Коэффициент излучения щели равнялся 0,57.

Далее прорезались еще две крестообразные щели с $l_1=38$ мм и $l_2=33$ мм на расстояниях, равных $d=\lambda_g=\lambda_0/\sqrt{\epsilon}$ (λ_0 — длина

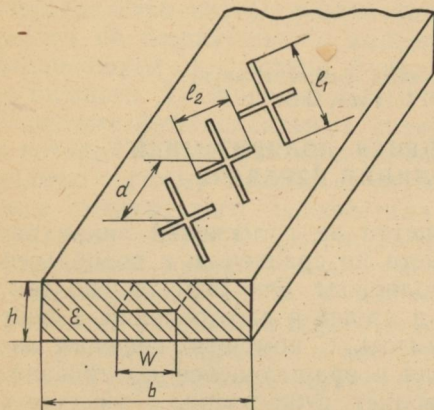


Рис. 1

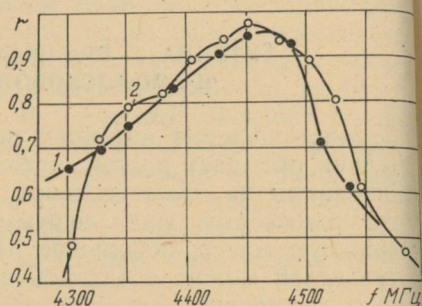


Рис. 2

волны, распространяющейся в свободном пространстве с относительной диэлектрической проницаемостью, равной единице; λ_g — длина волны, распространяющейся в полосковой линии), так как предполагали, что основной волной в полосковой линии является волна типа ТЕМ.

Измерялись диаграмма направленности, энергетические коэффициенты и коэффициент эллиптичности излучаемого поля. Подобные измерения проводились и для случая, когда прорезалась следующая пара крестообразных щелей. В обоих случаях диаграмма направленности в полосе частот 4330 МГц — 4530 МГц имела один лепесток и был он направлен по нормали к поверхности антенны. Коэффициент эллиптичности излучаемого антенной поля оставался не хуже 0,707 в той же полосе частот (рис. 2, $\circ$ — 3 щели; $\bullet$ — 5 щелей).

Таким образом, в результате проведенных исследований можно сделать следующие выводы.

1. На полосковой линии передачи можно создать линейную антенну с вращающейся поляризацией и с однолепестковой диаграммой направленности, т. е. без интерференционных лепестков, так как расстояние между щелями оказывается меньше, чем в подобной многощелевой антенне, питаемой прямоугольным волноводом.

2. На полосковых линиях можно создать и двумерную многощелевую антенную решетку, в которой расстояние между излучателями в соседних линейных антеннах меньше, чем в случае двумерной антенны, выполненной на прямоугольном волноводе, и, следовательно, диаграмма направленности будет однолепестковой и в плоскости, перпендикулярной плоскости, проходящей через ось линейной антенны.

Поступила в редколлегию 16.01.80.

УДК 621.372.2 : 512.831

В. М. БАКУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
В. И. ЧЕБОТАРЕВ, канд. физ.-мат. наук

ПРИМЕНЕНИЕ МАТРИЧНЫХ УРАВНЕНИЙ К РАСЧЕТУ ПАРАМЕТРОВ НЕОДНОРОДНЫХ ЛИНИЙ

Применение матричных уравнений в теории длинных линий позволяет в ряде случаев обойти трудности, связанные с решением интегральных уравнений неоднородных линий. В данной статье исследованы возможности матричного метода и осуществлена его проверка путем расчета волновой матрицы передачи отрезка экспоненциальной линии.

Матричное уравнение, связывающее элементы отрезка линии конечной длины с элементами бесконечно малого участка, имеет вид [1] $dT/dx = \varepsilon T$ (1). Здесь T — волновая матрица передачи конечного отрезка линии, а ε — матрица изменений:

$$\varepsilon = \frac{T(dx) - E}{dx}, \quad (2)$$

где $T(dx)$ — волновая матрица передачи элементарного участка линии длиной dx ; E — единичная матрица; x — продольная координата.

В случае, если dT коммутирует с T , а следовательно, и с T^{-1} , т. е. когда

$$dT T^{-1} = T^{-1} dT, \quad (3)$$

решением уравнения (1) является матрица [2]:

$$T = e^{\int \varepsilon dx} T_0, \quad (4)$$

где T_0 — волновая матрица передачи линии, с которой сочленяется неоднородная линия. В дальнейшем для матрицы T используем нормировку с условием равенства $T_0 = E$.

Умножим обе части уравнения (1) на T^{-1} один раз слева, другой раз справа. При выполнении условия (3) левые части полученных выражений будут равны и на этом основании составим уравнение $T^{-1} \varepsilon T = \varepsilon$ (5), определяющее свойство, которыми должна обладать матрица изменений ε в выражении (4).