



УДК 621.396

Р. Р. Абдуллин, С. Н. Шабунин  
Уральский федеральный университет  
им. первого Президента России Б. Н. Ельцина

## Анализ антенны вытекающей волны на основе частично заполненного прямоугольного волновода<sup>1</sup>

*Исследована антенна вытекающей волны на основе частично заполненного диэлектриком прямоугольного волновода с поперечными щелями. Предложено применение тензорных функций Грина для анализа излучения антенны. Приведено трансцендентное уравнение для определения комплексной постоянной распространения волны, полученное сопоставлением магнитного поля внутри и снаружи щели. Представлены зависимости коэффициента замедления от параметров заполнения волновода диэлектриком. Исследовано влияние положения диэлектрика внутри волновода на характеристики антенны. Проанализирована диаграмма направленности антенны.*

**Антенна вытекающей волны, прямоугольный волновод, слоистая структура, постоянная распространения, коэффициент замедления, метод тензорных функций Грина, диаграмма направленности**

Антенны вытекающей волны основаны на использовании направляющих волноводных структур, связанных с внешним пространством через непрерывные или периодические элементы, которые позволяют формировать направленное излучение. К первым относится, например, прямоугольный волновод с длиной продольной щелью [1]. Ко вторым можно отнести прямоугольный волновод с поперечными щелями, причем шаг нарезки щелей много меньше длины волны в волноводе [2]. Положение главного лепестка диаграммы направленности и его ширина зависят от постоянной распространения, частоты и длины излучающей структуры. В таких структурах реализуется электронное сканирование луча в пространстве. Технологичность конструкции рассмотренных антенн делает их перспективными для использования в радиолокационных и телекоммуникационных системах с требованиями к излучающим характеристикам, реализуемым такими антеннами.

Антенна вытекающей волны на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями рассмотрена в [2]. В указанной работе исследованы типы мод, распространяющихся в структуре, и приведены дисперсионные соотношения. Однако исследования ограничены частным случаем однородного заполнения волновода диэлектриком. Набор диэлектриков, применяемых в современ-

ной СВЧ-технике, весьма ограничен, что приводит к значительным затруднениям при необходимости получения требуемых полевых характеристик антенны. Применение частично заполнения волновода позволяет варьировать значение эффективной диэлектрической проницаемости и, соответственно, постоянной распространения в широких пределах и дает возможность реализовать требуемые частотные свойства антенны при сохранении малых размеров волновода.

Для защиты антенны от внешних воздействий излучающие щели покрывают диэлектрическим слоем. Авторам настоящей статьи не удалось найти публикаций, посвященных учету влияния защитного укрытия на характеристики излучения рассматриваемых антенн.

Особенностью настоящей статьи является применение для расчета компонент поля антенны в слоистых структурах тензорных функций Грина. Указанный метод позволяет определить в любой точке пространства компоненты поля от источников произвольного типа. В этом случае существенно упрощается расчет и уже на этапе проектирования возникает возможность оценить не только влияние внутреннего заполнения структуры диэлектриком, но и наличие диэлектрического укрытия, а также внешних атмосферных явлений на полевые и частотные свойства исследуемой антенны.

<sup>1</sup> Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 14-19-01396).

Помимо разработки математического аппарата основной задачей является получение численных результатов для комплексной постоянной распространения, расчет на их основе коэффициента замедления и расчет диаграммы направленности исследуемой антенны.

**Функции Грина в спектральной области.** Исследуемая антенна приведена на рис. 1. Конструкция антенны представляет собой бесконечный прямоугольный волновод, частично заполненный диэлектриком. Ширина волновода  $a$ , его высота  $b$ . Относительные диэлектрическая и магнитная проницаемости магнитоэлектрического заполняющего слоя обозначены  $\epsilon_{\text{вГ}}$  и  $\mu_{\text{вГ}}$  соответственно. Толщина этого слоя  $d_{\text{д}}$ . Пространство внутри волновода разделено на подпространства  $d_1$  и  $d_2$  ( $d_1 + d_2 = b$ ), одно из которых заполнено диэлектриком, а во втором имеется вакуум.

На одной из широких стенок волновода, совмещенной с бесконечным проводящим экраном, расположены узкие щели с шагом  $p$ , много меньшим длины волны  $\lambda$ . Длина и ширина щели в волноводе и в экране –  $L$  и  $W$  соответственно. Толщина экрана полагается бесконечно малой.

Предполагается, что рассматриваемая волноводная система поддерживает волну с постоянной распространения  $k_z = \beta - j\alpha$ , где  $\beta$  – коэффициент фазы;  $\alpha$  – коэффициент затухания. Постоянная распространения находится из решения интегрального уравнения [2]

$$\int \int_{s s'} E_z [H_{\text{ext}_x} - H_{\text{int}_x}] ds' ds = 0, \quad (1)$$

где  $E_z = \cos(\pi x/L)$  – электрическая составляющая поля в щели;  $H_{\text{ext}_x}$  и  $H_{\text{int}_x}$  – компоненты магнитного поля вблизи щели. Индексы "ext" и "int" указывают на величины, относящиеся к внешнему полупространству и к пространству внутри прямоугольного волновода соответственно.

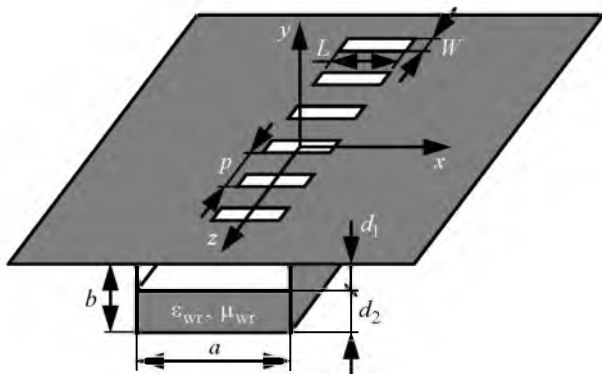


Рис. 1

Магнитное поле в произвольной точке пространства, заданной положением радиуса-вектора  $\mathbf{r} = \{x, y, z\}$ , определяется интегрированием диадного произведения магнитного тока  $M(\mathbf{r}')$  в точке источника, заданной радиусом-вектором  $\mathbf{r}' = \{x', y', z'\}$ , и функции Грина  $\bar{\bar{\Gamma}}_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$  соответствующей области. Поле, возбуждаемое щелью, определяется интегрированием по ее поверхности  $s'$ :

$$H(\mathbf{r}) = \int_{s'} \bar{\bar{\Gamma}}_{22}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') M(\mathbf{r}') ds'. \quad (2)$$

Эквивалентное распределение магнитного тока в достаточно узкой щели описывается основной гармоникой [3]:

$$\begin{aligned} \mathbf{M}(\mathbf{r}') &= (x_0/W) \cos[(\pi/L)x'], \quad (3) \\ -L/2 < x' < L/2, \quad -W/2 < z' < W/2. \end{aligned}$$

В системе координат, приведенной на рис. 1, распространение электромагнитной энергии в исследуемой структуре описывается суперпозицией волн типов  $E$  и  $H$ . Взаимодействие полей указанных волн между слоями диэлектриков описывается характеристическими функциями  $g(y, y')$  и  $f(y, y')$  соответственно. В этом случае функция Грина относительно оси  $y$  имеет вид

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{ext } 22_{xx}} &= j\omega \epsilon_{\text{сГ}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_{zn}^2} \times \\ &\times \left[ \frac{k_x^2}{k_{\text{ext } 1}^2} \frac{\partial^2 f(y, y')}{\partial y \partial y'} + g(y, y') k_{zn}^2 \right] \times \\ &\times (4\pi^2)^{-1} e^{-jk_x(x-x')} e^{-jk_{zn}(z-z')} dk_x dk_{zn}, \quad (4) \end{aligned}$$

где  $\omega = 2\pi f$  ( $f$  – рабочая частота);  $\epsilon_{\text{сГ}} = \epsilon_0 \epsilon'_{\text{сГ}}$  – абсолютная диэлектрическая проницаемость защитного укрытия ( $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м;  $\epsilon'_{\text{сГ}}$  – относительная диэлектрическая проницаемость защитного укрытия);  $k_x, k_{zn}$  – компоненты постоянной распространения во внешнем полупространстве вдоль осей  $x$  и  $z$  соответственно;  $k_{\text{ext } 1}$  – постоянная распространения в слое диэлектрика.

Такой подход позволяет рассматривать многослойные структуры. Для их расчета использован метод эквивалентных электрических и магнитных линий [4].

Функция Грина (4) после ряда преобразований может быть записана в виде

$$\Gamma_{\text{ext } 22_{\text{sr}}} = \frac{j\omega\epsilon_{\text{sr}}}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{k_x^2}{k_{\text{ext}1}^2} \frac{\gamma_{\text{ext}1}^2}{Y_{\text{ext}1}^H \mu_{\text{sr}}} \times \right. \\ \left. \times \left[ \bar{Y}_{\text{ext}}^H(0)/Y_{\text{ext}1}^H \right] \cos(\gamma_{\text{ext}1}y) - j \sin(\gamma_{\text{ext}1}y) \right\} + \\ + \frac{k_{zn}^2}{j\omega\epsilon_{\text{sr}}} \left[ \bar{Y}_{\text{ext}}^E(0) \cos(\gamma_{\text{ext}1}y) - jY_{\text{ext}1}^E \sin(\gamma_{\text{ext}1}y) \right] \times \\ \times \frac{e^{-jk_x(x-x')} e^{-jk_{zn}(z-z')}}{k_x^2 + k_{zn}^2} dk_x dk_{zn}, \quad (5)$$

где  $k_0$  – волновое число в свободном пространстве;  $\gamma_{\text{ext}1} = \sqrt{k_{\text{ext}1}^2 - k_x^2 - k_{zn}^2}$  – постоянная распространения волн в области свободного пространства;  $\mu_{\text{sr}} = \mu_0 \mu_{\text{sr}1}$  – абсолютная магнитная проницаемость диэлектрического укрытия ( $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м – магнитная постоянная;  $\mu_{\text{sr}1}$  – относительная диэлектрическая проницаемость диэлектрического укрытия);  $\bar{Y}_{\text{ext}}^H(0)$ ,  $\bar{Y}_{\text{ext}}^E(0)$  – входные проводимости в плоскости щели для плоскостей  $H$  и  $E$  соответственно;

$Y_{\text{ext}1}^H = \gamma_{\text{ext}1} / (\omega \mu_0 \mu_{\text{sr}1})$ ;  $Y_{\text{ext}1}^E = \omega \epsilon_0 \epsilon_{\text{sr}1} / \gamma_{\text{ext}1}$  – эквивалентные проводимости прилегающего к щели слоя вне волновода. В случае волновода без диэлектрического укрытия (см. рис. 1)

$$\bar{Y}_{\text{ext}}^H(0) = Y_{\text{ext}1}^H; \quad \bar{Y}_{\text{ext}}^E(0) = Y_{\text{ext}1}^E.$$

После подстановки (5) и (3) в (2) выражение для продольной составляющей магнитного поля в плоскости щели ( $y_0 = 0$ ,  $y' = 0$ ) будет выглядеть следующим образом:

$$H_{\text{ext}_x} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-jk_x x} e^{-jk_{zn} z}}{k_x^2 + k_{zn}^2} \times \\ \times \left[ k_x^2 \bar{Y}_{\text{ext}}^H(0) + k_{zn}^2 \bar{Y}_{\text{ext}}^E(0) \right] \times \\ \times \frac{\sin(k_{zn} W/2)}{k_{zn} W/2} \frac{2\pi \cos(k_{zn} L/2)}{L (\pi/L)^2 - k_x^2} dk_x dk_{zn}. \quad (6)$$

Поле внутри волновода находится по аналогичной формуле с переходом от непрерывного спектра по волновым числам к дискретному заменой переменной  $k_x \rightarrow \pi m/a$ . Для поля внутри волновода использовано разложение в интеграл-ряд:

$$H_{\text{int}_x} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_{\text{wr}1}}{\pi a} \sum_{m=0}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(\pi m/a)^2 + k_{zn}^2} \times \\ \times \left\{ -j\gamma_{\text{int}1} (\pi m/a)^2 / k_{\text{int}1}^2 \times \right.$$

$$\times \left[ \left( \bar{Y}_{\text{int}}^H(0)/Y_{\text{int}1}^H \right) \cos(\gamma_{\text{int}1}y) - j \sin(\gamma_{\text{int}1}y) \right] + \\ + \left( k_{zn}^2 \epsilon_m / 2 \right) (j\omega\epsilon_0\epsilon_{\text{wr}1})^{-1} \times \\ \times \left[ \bar{Y}_{\text{int}}^E(0) \cos(\gamma_{\text{int}1}y) - jY_{\text{int}1}^E \sin(\gamma_{\text{int}1}y) \right] \times \\ \times \cos\left(\frac{\pi m}{a}x\right) \frac{\sin(k_{zn} W/2)}{k_{zn} W/2} \frac{2\pi \cos[\pi m L/(2a)]}{L \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 - \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2} dk_{zn}, \quad (7)$$

где  $\gamma_{\text{int}1,2} = \sqrt{k_{\text{int}1,2}^2 - k_x^2 - k_{zn}^2}$  – волновые числа внутри волновода;  $k_{\text{int}1,2} = k_0 \sqrt{\epsilon_{\text{wr}1,2} \mu_{\text{wr}1,2}}$ ;

$$Y_{\text{int}1,2}^H = \gamma_{\text{int}1,2} / (\omega \mu_0 \mu_{\text{wr}1,2}),$$

$$Y_{\text{int}1,2}^E = \omega \epsilon_0 \epsilon_{\text{wr}1,2} / \gamma_{\text{int}1,2}$$

– эквивалентные проводимости слоев внутри волновода.

Входные проводимости в плоскости щели при учете слоистой структуры проводимости пересчитываются по рекуррентным формулам [4]:

$$\bar{Y}_{\text{int}}^{E,H}(0) = Y_{\text{int}1}^{E,H} \times \\ \times \frac{-jY_{\text{int}2}^{E,H} \text{ctg}(\gamma_{\text{int}2}d_2) \text{ctg}(\gamma_{\text{int}1}d_1) + jY_{\text{int}1}^{E,H}}{Y_{\text{int}1}^{E,H} \text{ctg}(\gamma_{\text{int}1}d_1) + Y_{\text{int}2}^{E,H} \text{ctg}(\gamma_{\text{int}2}d_2)}.$$

Последний шаг для нахождения неизвестного волнового числа распространения в периодической структуре заключается в замене  $k_{zn} \rightarrow k_z + 2\pi n/p$  в (6) и (7) для анализа щелевой линейной антенной решетки в соответствии с теоремой Флоке. После подстановки компоненты внешнего магнитного поля из (6) и составляющей внутреннего магнитного поля из (7) для области щели ( $y=0$ ) в интегральное уравнение (1) получено трансцендентное уравнение для поиска постоянной распространения:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{1}{k_x^2 + k_{zn}^2} \left[ k_x^2 \bar{Y}_{\text{ext}}^H(0) + k_{zn}^2 \bar{Y}_{\text{ext}}^E(0) \right] \times \\ \times \left\{ \cos^2(k_x L/2) / \left[ (\pi/L)^2 - k_x^2 \right]^2 \right\} dk_x = \\ = \frac{2\pi}{a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(\pi m/a)^2 + k_{zn}^2} \times \\ \times \cos^2(\pi m L/2a) / \left[ (\pi/L)^2 - (\pi m/a)^2 \right]^2 \times \\ \times \left[ (\pi m/a)^2 \bar{Y}_{\text{int}}^H(0) + (\epsilon_m/2) k_{zn}^2 \bar{Y}_{\text{ext}}^E(0) \right]. \quad (8)$$

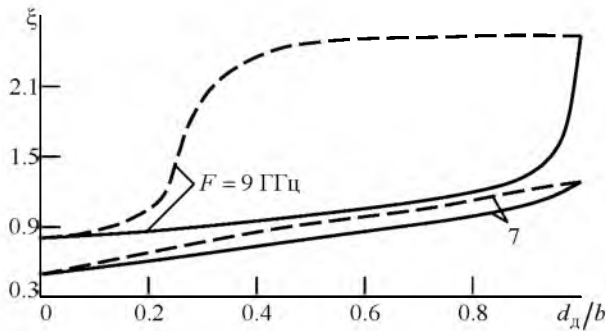


Рис. 2

**Численные результаты.** Приведенные далее результаты получены для прямоугольного волновода с размерами  $a = 23$  мм,  $b = 10$  мм. Параметры щелей  $L = 8$  мм,  $W = 0.2$  мм,  $p = 1$  мм. Диэлектрический слой имеет толщину  $d_d$ , относительную диэлектрическую проницаемость  $\varepsilon_{вт} = 2$  и относительную магнитную проницаемость  $\mu_{вт} = 1$ .

**Комплексная постоянная распространения.** Для удобства дальнейших расчетов использовано понятие коэффициента замедления – фазовой постоянной, нормированной к постоянной распространения в свободном пространстве [5]:  $\xi = \beta/k_0$ . Зависимости коэффициента замедления от толщины слоя диэлектрика, рассчитанные на основе (8), приведены на рис. 2. Рассмотрены характеристики системы на частотах 7 и 9 ГГц. Сплошными линиями показаны кривые при расположении диэлектрика у нижней стенки волновода ( $d_d \equiv d_2$ ), штриховыми – при расположении диэлектрика у верхней стенки ( $d_d \equiv d_1$ ).

Из представленных результатов следует, что влияние диэлектрика возрастает с ростом частоты. При равных частотах большее влияние оказывает диэлектрик, расположенный в верхней части волновода (у щелей). С увеличением толщины диэлектрического слоя внутри волновода фазовая скорость в структуре уменьшается.

**Положение максимума диаграммы направленности.** Коэффициент замедления является основным параметром, определяющим форму диаграммы направленности антенны. Исследуемая структура (см. рис. 1) может быть представлена в виде равномерной линейной антенной решетки. В этом случае диаграмма направленности определяется произведением диаграммы одиночной щели и множителя решетки. В связи с тем, что излучение отдельно взятого элемента решетки в плоскости вектора  $\mathbf{E}$  изотропно, результирующая диаграмма направленности антенны определяется только множителем решетки [6]:

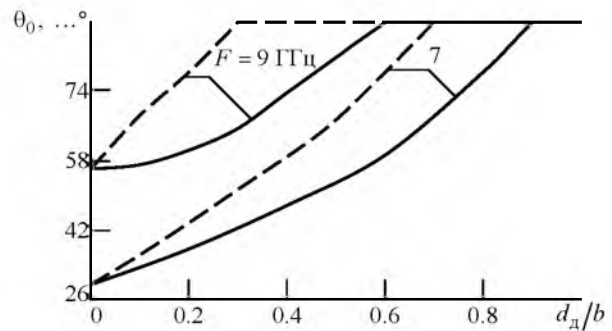


Рис. 3

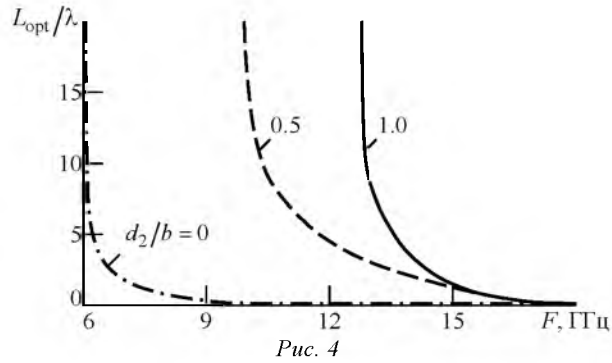
$$F_N(\Psi) = \frac{\sin(\Psi)}{N \sin(\Psi/N)}, \quad (9)$$

где  $\Psi = 0.5N\beta p(\cos\theta - \xi)$ ;  $\theta$  – физический угол наблюдения;  $N$  – общее число щелей.

На рис. 3 представлена зависимость наклона главного максимума диаграммы направленности от степени заполнения волновода диэлектриком. Обозначения кривых соответствуют рис. 2. С увеличением толщины диэлектрического слоя главный лепесток диаграммы отклоняется в направлении, противоположном направлению на источник возбуждения. При  $|\xi| > 1$  максимум оказывается за пределами области реальных углов, что соответствует переходу от режима поперечного излучения к излучению вдоль оси волновода. Таким образом, частичное заполнение пустого волновода диэлектриком может привести к изменению режима излучения с поперечного на осевое, и наоборот, уменьшением доли диэлектрического заполнения можно добиться смены режима излучения с осевого на поперечное.

В режиме незначительного замедления ( $|\xi| \approx 1$ ) центральная часть главного лепестка уходит в область мнимых углов и главный лепесток множителя существенно обостряется. Одновременно с обострением основного лепестка диаграммы направленности наблюдается повышение уровня боковых лепестков, определяемых теперь не по отношению к главному максимуму функции (9), а по отношению к значению этой функции на границе области видимости. При дальнейшем увеличении  $|\xi|$  в области реальных углов остаются только боковые лепестки.

**Ширина диаграммы направленности.** Согласно [6] компромисс между сужением главного лепестка и повышением уровня боковых лепестков достигается, если граница видимой области находится в точке  $\Psi(0) \approx -\pi/2$ . В этом случае оптимальная длина антенны



$$L_{opt} = \lambda / [2(|\xi| - 1)]. \quad (10)$$

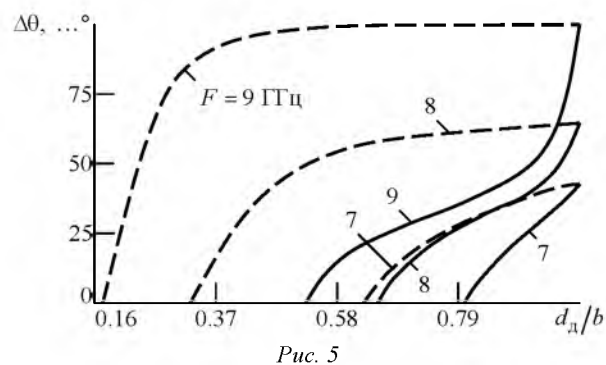
Рис. 4 показывает частотную зависимость оптимальной длины антенны вытекающей волны на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями, нормированной на длину волны, при различном заполнении волновода.

Знание размеров антенны позволяет определить ширину луча. При коэффициенте замедления  $\xi > 1.5$  в соответствии с (10) оптимальная длина антенны должна быть меньше, чем рабочая длина волны. В этом случае боковые лепестки имеют оптимальный уровень, но диаграмма не может быть узкой.

После приближенной замены в (9)  $\cos\theta \approx 1 - \theta^2/2 \dots$  ширина главного лепестка диаграммы направленности по точкам нулевой интенсивности излучения составляет

$$\Delta\theta \approx \sqrt{2(1 - \xi + \lambda/L)}. \quad (11)$$

На рис. 5 приведена определенная по (11) ширина главного лепестка для антенны оптимальной длины в зависимости от степени заполнения волновода диэлектриком для частот 7, 8 и 9 ГГц. Сплошными линиями показаны зависимости для случая, когда слой диэлектрика расположен у нижней стенки ( $d_d \equiv d_2$ ), штриховыми – при расположении диэлектрика у верхней стенки ( $d_d \equiv d_1$ ). С увеличением коэффициента замед-



ления ширина луча для антенны фиксированной длины уменьшается. Однако в рассматриваемом случае в то же время снижается и оптимальная длина антенны. Объединив (10) и (11), получим ширину луча в виде  $\Delta\theta \approx \sqrt{2(\xi - 1)}$ . Таким образом, при увеличении рабочей частоты основной лепесток расширяется.

В настоящей статье предложен новый метод для проектирования антенны вытекающей волны на основе прямоугольного волновода с поперечными щелями и слоистой магнитоэлектрической структурой. Посредством применения тензорных функций Грина получены выражения для компонент поля внутри и снаружи волновода. Исследованы дисперсионные уравнения волн в многослойной структуре, определяющие частотные и полевые характеристики антенны. Комплексная постоянная распространения определялась на основе "сшивания" полей в щели.

Исследовано влияние толщины слоя диэлектрика внутри волновода на характеристики антенны. Найдены зависимости для коэффициента замедления, наклона диаграммы направленности и ширины луча. Установлено, что диэлектрический слой, расположенный вблизи стенки волновода со щелями, влияет на исследованные параметры антенны в большей степени, чем при его расположении вблизи противоположной стенки. Частичное заполнение пустого волновода диэлектриком может привести к уменьшению фазовой скорости и к преобразованию режима излучения с поперечного на осевое. Основной лепесток диаграммы направленности может выйти за пределы области видимости полностью. Оптимальные размеры антенны определены из условия допустимого уровня боковых лепестков и достаточной остроты диаграммы направленности. Однако получение узкого луча не гарантируется при использовании антенны оптимальной длины.

Предложенная методика расчета антенны вытекающей волны на основе частично заполненного диэлектриком прямоугольного волновода позволяет получить требуемые постоянную распространения и положение максимума диаграммы направленности в пространстве, используя материал необходимой толщины и диэлектрической проницаемости. Также могут быть проанализированы и построены антенны с защитным укрытием. Подобные антенны могут быть выполнены по технологии СВЧ-печатных плат, в том числе на многослойной керамике. В качестве диэлектрика

в структуре антенны может использоваться композитный материал с отрицательным коэффициентом рефракции (так называемый метаматериал),

что позволит добиться практически стопроцентной эффективности излучения антенны в некотором диапазоне частот [7].

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Walter C. H. Traveling wave antennas. New York: McGraw-Hill, 1965. 429 p.
2. Liu J., Jackson D. R., Long Y. Modal analysis of dielectric-filled rectangular waveguide with transverse slots // IEEE Trans. on antennas and propag. 2011. Vol. AP-59, № 9. P. 3194–3203.
3. Hyneman R. F. Closely-spaced transverse slots in rectangular waveguide // IRE Trans. on antennas propag. 1959. Vol. 7, Oct. P. 335–342.

4. Felsen L. B., Marcuvitz N. Radiation and scattering of waves. Englewood Cliffs: Prentice Hall, New Jersey, 1973. 382 p.
5. Панченко Б. А., Нефедов Е. И. Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986. 144 с.
6. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высш. шк., 1988. 432 с.
7. Егоров Ю. В. Частично заполненные прямоугольные волноводы. М.: Сов. радио, 1967. 216 с.

R. R. Abdullin, S. N. Shabunin

Ural federal university n. a. the first President of Russia B. N. Yeltsin

### Analysis of leaky-wave antenna based on partially-filled rectangular waveguide

*A leaky-wave antenna based on the partially-filled rectangular waveguide with transverse slots is investigated. Using tensor Green's functions for antenna radiation analysis is suggested. A transcendental equation for a complex wavenumber obtained by matching magnetic fields inside and outside the waveguide is presented. Plots of velocity factor dependencies on waveguide filling parameters are shown. An influence of dielectric layer position on the antenna performances is investigated. Radiation pattern is estimated.*

Leaky-wave antenna, rectangular waveguide, layered structure, wavenumber, velocity factor, tensor Green's function method, radiation pattern

Статья поступила в редакцию 17 декабря 2014 г.

УДК 621.396.677

С. В. Балландович

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет "ЛЭТИ" им. В. И. Ульянова (Ленина)

## Проектирование двухчастотных печатных отражательных антенных решеток с помощью модифицированной ячейки Флоке

*Описана методика проектирования двухчастотных печатных отражательных антенных решеток с улучшенными характеристиками направленности. Приведены расчетные данные для антенн, спроектированных с использованием стандартной и предложенной методик.*

### Печатные отражательные антенные решетки, двухчастотные антенны, коэффициент направленного действия

Бурное развитие современных телекоммуникационных систем и постоянно возрастающие требования к характеристикам антенн для них делают актуальным проектирование широкополосных и многочастотных печатных отражательных антенных решеток (ПОАР) [1]. Ряд технологических и эксплуатационных особенностей ПОАР

позволяют считать их привлекательной альтернативой классическим зеркальным антеннам. Между тем из литературных источников [1] следует, что типичные остронаправленные ПОАР сохраняют работоспособность в крайне ограниченном частотном интервале, составляющем около 10 % от центральной частоты.