

## Свойства фазированной антенной решетки из прямоугольных волноводов, возбуждаемой поверхностной волной

А. В. Грибовский

Радиоастрономический институт НАН Украины,  
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4  
E-mail: grib@rian.ira.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 3 мая 2001 г., после переработки 9 сентября 2001 г.

В работе представлены результаты исследования рассеяния поверхностной электромагнитной волны планарного диэлектрического волновода с металлической подложкой на бесконечном идеально проводящем экране конечной толщины с волноводными каналами прямоугольного поперечного сечения. Рассчитаны зависимости модуля амплитуды прошедшей за экран волны от геометрических параметров экрана и расстояния между экраном и диэлектрическим волноводом.

У роботі наведено результати дослідження розсіювання поверхневої електромагнітної хвилі планарного діелектричного хвильовода з металевою підкладкою на нескінченному ідеально провідному екрані скінченної товщини з хвильоводними каналами прямокутного поперечного перерізу. Розраховано залежність модуля амплітуди хвилі, яка пройшла за екран, від геометричних параметрів екрану та від відстані між екраном і діелектричним хвильоводом.

Плоские фазированные антенные решетки (ФАР) из открытых концов волноводов широко применяются в радиолокации, радиосвязи, радиоастрономии. Они также эффективно используются и в качестве облучателей гибридных зеркальных антенн. Все возрастающие требования, предъявляемые к ФАР, заставляют исследователей искать новые пути улучшения их характеристик для создания более простых и недорогих конструкций. Целью настоящей работы является исследование характеристик модели ФАР из прямоугольных волноводов, возбуждаемой поверхностной волной.

В работе [1] в приближении заданного поля показана возможность преобразования поверхностной электромагнитной волны планарного диэлектрического волновода в волноводные волны ФАР из полубесконечных волноводов

прямоугольного поперечного сечения. Исследована зависимость эффективности возбуждения основной волны в волноводных каналах от параметров антенной решетки и диэлектрического волновода, а также их взаимного расположения.

В статье представлены результаты исследований рассеяния поверхностной волны диэлектрического волновода с металлической подложкой на бесконечном идеально проводящем экране конечной толщины с волноводными каналами прямоугольного поперечного сечения. Модель структуры изображена на рис. 1, а, и рис. 1, б и состоит из двух объектов.

Первый объект (I, рис. 1, а) представляет собой бесконечный периодический в двух направлениях экран конечной толщины  $h_d$  с волноводными каналами прямоугольного по-

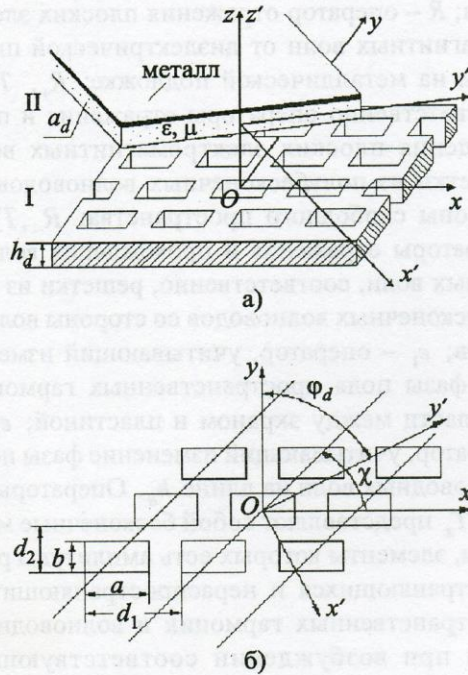


Рис. 1. Фазированная антенная решетка с диэлектрической пластиной на металлической подложке

перечного сечения. Его раскрыв расположен в плоскости  $xOy$ . Центры волноводов (рис. 1, б) в плоскости раскрыва экрана расположены в узлах косоугольной сетки. Их положение в плоскости  $xOy$  определяется углом  $\chi$ . Решетке с прямоугольной сеткой соответствует угол  $\chi=90^\circ$ . Сечение волноводов  $a \times b$ , где  $a$  и  $b$  – поперечные размеры волноводного канала, выбрано таким, что в них может распространяться только основная  $TE_{10}$ -волна. Поперечное сечение волноводной ячейки равно  $d_1 \times d_2$ , где  $d_1$  и  $d_2$  – поперечные размеры волноводной ячейки. Вторым объектом (II, рис. 1, а) – диэлектрическая пластина толщиной  $a_d$  на металлической подложке, расположенная в плоскости, параллельной плоскости апертуры ФАР. Нижний край пластины находится на расстоянии  $b_d$  от плоскости раскрыва решетки. Диэлектрическая проницаемость материала пластины  $\epsilon$ , магнитная  $\mu=1$ . В приближении заданного поля поверхностной волны, распространяющейся в пластине, требуется найти электромагнитное поле в свободном пространстве в области за экраном.

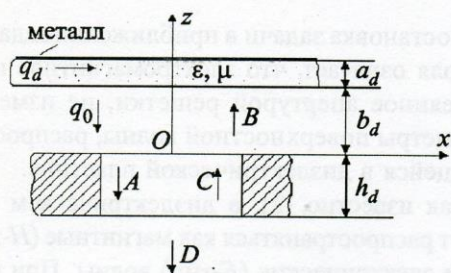
Постановка задачи в приближении заданного поля означает, что электромагнитное поле, рассеянное апертурой решетки, не изменяет параметры поверхностной волны, распространяющейся в диэлектрической пластине.

Как известно [2], в диэлектрическом слое могут распространяться как магнитные ( $H$ -тип), так и электрические ( $E$ -тип) волны. При фиксированных толщине пластины и длине волны большая часть энергии волны  $H$ -типа сосредоточена внутри пластины, а волны  $E$ -типа – вне ее. Поэтому для возбуждения ФАР выберем волну  $E_{00}$ -типа, распространяющуюся в пластине под некоторым углом  $\phi_d$  к направлению оси  $Oy$  (см. рис. 1, б). При этом учтем, что  $E_{00}$ -волна в диэлектрической пластине толщиной  $a_d$  на металлической подложке распространяется по тем же законам, что и  $E_{00}$ -волна в диэлектрической пластине толщиной  $2a_d$  без подложки. Электромагнитное поле поверхностной волны, распространяющейся в диэлектрической пластине, имеет только продольную составляющую вектора Герца, поэтому электромагнитное поле поверхностной симметричной  $E_{00}$ -волны описывается единственной отличной от нуля компонентой магнитного поля.

Для решения задачи рассеяния поверхностной волны на апертуре ФАР из прямоугольных волноводов воспользуемся операторным методом [3]. Рассмотрим сечение структуры (ФАР с пластиной) плоскостью  $y=0$  (см. рис. 2). Поперечную компоненту электрического поля в области за экраном представим в виде суперпозиции полной системы векторных пространственных ТЕ- и ТМ-гармоник:

$$\begin{aligned} \bar{E}_t(x, y, z) = & \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} d_{qs}^{(1)} \bar{\psi}_{qs}^{(1)} e^{-i\Gamma_{qs}z} + \\ & + \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} d_{qs}^{(2)} \bar{\psi}_{qs}^{(2)} e^{-i\Gamma_{qs}z}, \quad z < -h_d, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $d_{qs}^{(1)}, d_{qs}^{(2)}$  – неизвестные амплитуды пространственных ТЕ- и ТМ-гармоник соответственно;  $\Gamma_{qs} = \sqrt{k^2 - \kappa_r^2}$ ,  $\kappa_r = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ;



**Рис. 2.** Сечение ФАР плоскостью  $y = 0$ :  $q_d$  – амплитуда поверхностной волны;  $q_0, B, D$  – амплитуды полей в области между экраном и пластиной и за экраном;  $A, C$  – амплитуды волноводных волн

$$\bar{\Psi}_{qs}^{(l)} = \exp\{i(\kappa_x x + \kappa_y y)\} \frac{1}{\sqrt{S_2} \kappa_r} \begin{cases} \kappa_y \bar{e}_x - \kappa_x \bar{e}_y, l=1 \\ \kappa_x \bar{e}_x + \kappa_y \bar{e}_y, l=2 \end{cases},$$

$$\kappa_x = \gamma_d \sin \varphi_d - \frac{2\pi q}{d_1},$$

$$\kappa_y = \gamma_d \cos \varphi_d - \frac{2\pi s}{d_2} + \frac{2\pi q}{d_1 \text{tg} \chi},$$

$S_2 = d_1 d_2$  – площадь поперечного сечения волноводной ячейки.

Следуя обозначениям рис. 2, получим систему операторных уравнений относительно неизвестных амплитуд волноводных волн и неизвестных амплитуд пространственных гармоник:

$$\begin{cases} q_0 = q_d + e_1 R e_1 B, \\ B = R_+ q_0 + T_- C, \\ A = T_+ q_0 + R_- C, \\ C = e_2 R_- e_2 A, \\ D = T_- e_2 A, \end{cases} \quad (2)$$

где  $q_d$  – амплитуда поверхностной волны диэлектрической пластины в плоскости  $z = 0$ ;  $B, q_0, D$  – амплитуды пространственных гармоник в областях между пластиной и экраном и за экраном;  $A, C$  – амплитуды волноводных

волн;  $R$  – оператор отражения плоских электромагнитных волн от диэлектрической пластины на металлической подложке;  $R_+, T_+$  – соответственно операторы отражения и прохождения плоских электромагнитных волн решетки из полубесконечных волноводов со стороны свободного пространства;  $R_-, T_-$  – операторы отражения и прохождения волноводных волн, соответственно, решетки из полубесконечных волноводов со стороны волноводов;  $e_1$  – оператор, учитывающий изменение фазы поля пространственных гармоник в области между экраном и пластиной;  $e_2$  – оператор, учитывающий изменение фазы поля волноводных волн на длине  $h_d$ . Операторы  $R, R_{\pm}, T_{\pm}$  представляют собой бесконечные матрицы, элементы которых есть амплитуды распространяющихся и нераспространяющихся пространственных гармоник и волноводных волн при возбуждении соответствующих структур волнами с единичными амплитудами. Алгоритм расчета операторов  $R_{\pm}, T_{\pm}$  приведен в работе [4], а элементы оператора  $R$  получены в аналитическом виде.

Решение системы уравнений (2) имеет вид:

$$A = (I_2 - T_+ P_1 P^{-1} T_- G - R_- G)^{-1} T_+ (I_1 + P_1 P^{-1} R_+) q_d,$$

$$B = P^{-1} (R_+ q_d + T_- G A), \quad (3)$$

$$C = G A,$$

$$D = T_- e_2 A,$$

где  $P_1 = e_1 R e_1$ ;  $P = I_1 - R_+ P_1$ ;  $G = e_2 R_- e_2$ ;  $I_1, I_2$  – единичные операторы.

По формулам (3) могут быть рассчитаны амплитуды полей пространственных гармоник и амплитуды волноводных волн без каких-либо ограничений на геометрические параметры исследуемой модели антенной решетки. Поскольку исходная задача рассеяния является многопараметрической и в рамках одной статьи не представляется возможным привести все характеристики исследуемой модели ФАР, мы ограничимся лишь некоторыми из них.

Будем рассматривать ФАР, у которой центры волноводных каналов размещены в узлах прямоугольной сетки ( $\chi = 90^\circ$ ), а направление распространения поверхностной волны в диэлектрической пластине совпадает с направлением оси  $Oy$  ( $\varphi_d = 0^\circ$ ). Кроме того, выберем значения параметров волноводной ячейки  $d_1$ ,  $d_2$  так, чтобы в области между экраном и пластиной и в пространстве за экраном распространялась только одна пространственная гармоника.

На рис. 3 представлена зависимость модуля амплитуды пространственной ТМ-гармоники, прошедшей за экран, от волнового расстояния между диэлектрической пластиной и плоскостью раскрыва ФАР (плоскость  $z = 0$ ). Параметры, общие для всех приведенных ниже зависимостей, следующие:  $a = 0.575\lambda$ ;  $d_1 = 1.0\lambda$ ;  $d_2 = 0.8\lambda$ ;  $\varphi_d = 0^\circ$ ;  $a_d = 0.13\lambda$ ;  $\varepsilon = 2.25$ . Замедление поверхностной волны в диэлектрической пластине составляет 1.3, а ее амплитуда в плоскости  $z = 0$  равна единице. ТМ-гармоника, прошедшая за экран, имеет индексы  $q = 0$ ,  $s = 1$  и распространяется в направлении, определяемом углами сферической системы координат  $\vartheta_{01} = 2.9^\circ$ ,  $\varphi_{01} = 90^\circ$ . Из графика видно, что при таких параметрах модели существуют оптимальные расстояния между экраном и пластиной, при которых амплитуда поля за экраном имеет максимальное значение.

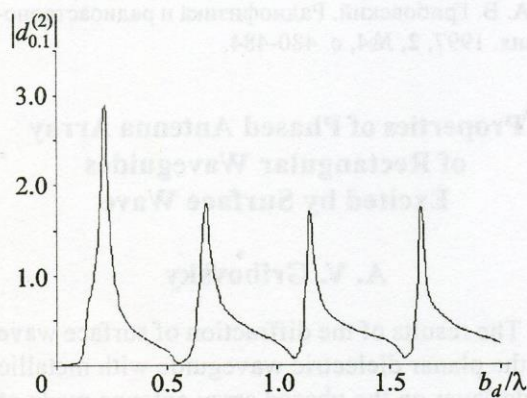


Рис. 3. Зависимость модуля амплитуды пространственной ТМ-гармоники от волнового расстояния между диэлектрической пластиной и плоскостью раскрыва ФАР ( $b = 0.25\lambda$ ,  $\chi = 90^\circ$ ,  $h_d = 1.9\lambda$ )

На рис. 4 представлена зависимость модуля амплитуды пространственной ТМ-гармоники  $|d_{0.1}^{(2)}|$  от волнового размера узкой стенки волноводного канала  $b/\lambda$ . При величине узкой стенки волновода равной  $0.25\lambda$  наблюдается максимальное прохождение электромагнитной волны в область свободного пространства.

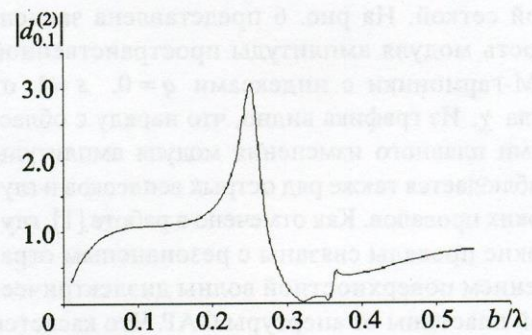


Рис. 4. Зависимость модуля амплитуды пространственной ТМ-гармоники от волнового размера узкой стенки волноводного канала ( $\chi = 90^\circ$ ,  $h_d = 1.925\lambda$ ,  $b_d = 0.22\lambda$ )

Исследовалась также зависимость амплитуды прошедшего поля от волновой толщины экрана  $h_d/\lambda$ . Как и следовало ожидать, эта зависимость имеет резонансный характер. На рис. 5 видно, что максимальное прохождение поля наблюдается при толщинах экрана, кратных  $0.92\lambda$ .

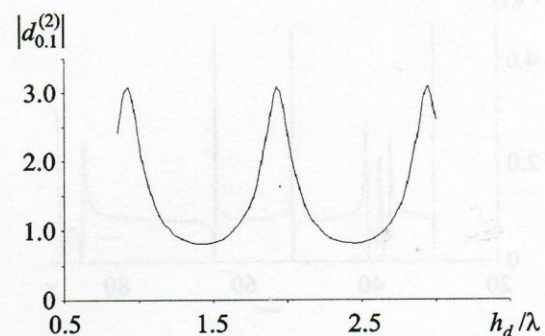


Рис. 5. Зависимость модуля амплитуды пространственной ТМ-гармоники от волновой толщины экрана ( $b = 0.25\lambda$ ,  $\chi = 90^\circ$ ,  $b_d = 0.22\lambda$ )

Представляет интерес зависимость амплитуды прошедшего за экран поля от способа размещения центров волноводных каналов в плоскости раскрыва фазированной решетки. В работе [5] показано, что если центры волноводных каналов расположить в узлах коугольной сетки ( $\chi < 90^\circ$ ), то можно исключить пространственные резонансы электромагнитных полей, приводящие к появлению эффекта "ослепления" у ФАР с прямоугольной сеткой. На рис. 6 представлена зависимость модуля амплитуды пространственной ТМ-гармоники с индексами  $q = 0$ ,  $s = 1$  от угла  $\chi$ . Из графика видно, что наряду с областями плавного изменения модуля амплитуды наблюдается также ряд острых всплесков и глубоких провалов. Как отмечено в работе [1], глубокие провалы связаны с резонансным отражением поверхностной волны диэлектрической пластины от апертуры ФАР. Что касается всплесков, то они объясняются резонансным преобразованием поверхностной волны диэлектрического волновода в поверхностную ТМ-волну, распространяющуюся вдоль апертуры ФАР в направлении распространения волны в диэлектрическом волноводе. Причем амплитуда этой волны в данном случае возрастает на порядок по сравнению с областями плавного изменения модуля амплитуды пространственной ТМ-гармоники. Это в свою очередь ведет к резкому увеличению амплитуды основной волны в волноводных каналах

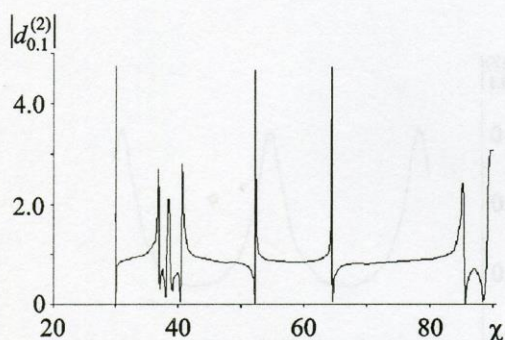


Рис. 6. Зависимость модуля амплитуды пространственной ТМ-гармоники от угла ( $b = 0.25\lambda$ ,  $b_d = 0.22\lambda$ ,  $h_d = 1.925\lambda$ )

лах и как следствие – к резкому увеличению модуля амплитуды пространственной гармоники в области за экраном.

Таким образом, решена задача рассеяния поверхностной волны планарного диэлектрического волновода с металлической подложкой на толстом экране с волноводными каналами прямоугольного поперечного сечения. Исследованы некоторые характеристики рассеянного поля в зависимости от геометрических параметров экрана и расстояния между экраном и диэлектрическим волноводом. На основании численных результатов, приведенных в работе, можно утверждать, что модель ФАР, возбуждаемая поверхностной волной, является перспективной с точки зрения создания на ее основе ФАР для применения в различных областях радиолокации, радиоастрономии, телевидения и связи.

### Литература

1. А. В. Грибовский. Радиофизика и радиоастрономия. 1999, 4, №1, с. 42-48.
2. В. Ф. Взятыйшев. Диэлектрические волноводы. Москва, Сов. радио, 1970, 216 с.
3. Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах. Киев, Наукова думка, 1984, 240 с.
4. А. В. Грибовский, С. Л. Просвирнин, И. И. Резник. Радиофизика и радиоастрономия. 1997, 2, №1, с. 52-60.
5. А. В. Грибовский. Радиофизика и радиоастрономия. 1997, 2, №4, с. 480-484.

### Properties of Phased Antenna Array of Rectangular Waveguides Excited by Surface Wave

A. V. Gribovsky

The results of the diffraction of surface wave of the planar dielectric waveguide with metallic underlayer on the phased array antenna made of rectangular waveguides is presented. The amplitude dependences of the electromagnetic wave transmitted into the free space on antenna geometrical parameters are calculated.