

# АНТЕННИ, ХВИЛЕВОДИ І КВАЗІОПТИЧНА ТЕХНІКА

DOI: <https://doi.org/10.15407/rpra23.04.294>

УДК 621.396.677.8

Д. Г. СЕЛЕЗНЕВ, И. И. РЕЗНИК

PACS numbers: 41.20.Jb,  
84.40.Ba

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

## СВОЙСТВА ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЫ В ПЛАНАРНОЙ ЭКРАНИРОВАННОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЕ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ ДВУХСЛОЙНОЙ МИКРОПОЛОСКОВОЙ РЕШЕТКОЙ

*Предмет и цель работы: Определение амплитудных и фазовых характеристик поверхностной волны в планарной диэлектрической структуре, возбуждаемой двухслойной микрополосковой решеткой из прямоугольных излучателей, и выяснение возможности ее использования для возбуждения фазированных антенных решеток из отрезков прямоугольных волноводов.*

*Методы и методология: Методика исследований основывается на применении спектрального метода в приближении заданного распределения плотности поверхностного тока на излучателях решетки, которое задается некоторой функцией, достаточно хорошо описывающей истинное распределение тока и удобной при дальнейшем анализе. Суть спектрального метода заключается в представлении функции Грина, поля излучения и плотности тока в виде разложений в интеграл Фурье. Исследования выполнены с учетом наличия поверхностных волн в диэлектрических слоях и взаимного влияния излучателей.*

*Результаты: С помощью разработанной методики построен алгоритм расчета характеристик поверхностной волны, возбуждаемой двухслойной микрополосковой решеткой из прямоугольных излучателей. Анализ амплитудно-фазового распределения электромагнитного поля показал, что на расстоянии от края решетки  $\geq 1.5\lambda$  модуль амплитуды поля поверхностной волны – величина практически постоянная, причем ее значение в случае двухслойной решетки примерно в два раза больше чем в случае однослойной. Установлено, что в данной структуре можно получить практически линейное фазовое распределение электромагнитного поля в поверхностной волне, а путем сдвига фаз тока на микрополосковых излучателях изменять его наклон.*

*Заключение: Исследованы амплитудно-фазовые характеристики поверхностной волны в планарной диэлектрической структуре, возбуждаемой двухслойной микрополосковой решеткой из прямоугольных излучателей, и показана перспективность ее применения в качестве источника возбуждения фазированной антенной решетки из отрезков прямоугольных волноводов.*

*Ключевые слова: поверхностная волна, двухслойная микрополосковая решетка, спектральный метод, фазированная антенная решетка*

### 1. Введение

Одним из важных направлений развития миллиметровой техники является создание малогабаритных планарных антенных систем различного назначения, в частности основанных на преобразовании поверхностных волн в объемные волны. В работах [1, 2] исследована фазированная антенная решетка (ФАР) из прямоугольных волноводов,

возбуждаемая поверхностной *TM*-волной. Питание излучающих элементов в такой антенне производится путем преобразования поверхностной волны планарного диэлектрического волновода в волноводные волны, распространяющиеся в волноводных каналах, что позволяет избавиться от необходимости решать конструктивную задачу согласования линии питания с волноводными каналами. Кроме того, в этих работах предложен новый способ сканирования диаграммой направленности волноводной ФАР, который включает-

© Д. Г. Селезнев, И. И. Резник, 2018

ся в изменении направления распространения поверхностной волны в плоскости апертуры антенной решетки. Изменение направления распространения поверхностной волны с плоским фазовым фронтом приводит к изменению фазового распределения электромагнитного поля в раскрыве волноводных каналов, что ведет к изменению направления излучения ФАР. Такой способ управления излучением ФАР дает возможность избежать применения дорогостоящих фазовращателей миллиметрового диапазона длин волн. В работе [3] исследовано возбуждение поверхностной волной планарного диэлектрического волновода отражательной дифракционной решетки.

Одним из способов возбуждения поверхностной волны в планарном диэлектрическом волноводе, расположенном на металлическом экране, является использование микрополосковых решеток (МПР), которые благодаря своим преимуществам находят широкое применение в технике миллиметрового диапазона. В работах [4–8] авторами разработана методика исследования характеристик МПР из прямоугольных излучателей, позволяющая не только учитывать взаимное влияние излучателей в решетке, но и осуществлять ее конструктивный синтез, т. е. осуществлять согласование элементов решетки с линиями питания. Показано, что при возбуждении МПР, расположенной на слое экранированного диэлектрика, значительная часть мощности (при определенных параметрах структуры) может перекачиваться в поверхностную волну, поэтому возникает необходимость исследовать ее характеристики, в частности определить амплитудно-фазовое распределение. В работе [9] исследованы характеристики поверхностной волны, возбуждаемой линейной решеткой из прямоугольных излучателей. Показано, что, подбирая параметры решетки, можно получить форму фазового фронта, близкую к линейной, что дает возможность эффективно и синфазно возбуждать ФАР из прямоугольных волноводов. Изменение фазового распределения в поверхностной волне достигается путем изменения сдвига фаз на излучателях решетки.

В работе [10] разработанная авторами методика распространена на исследование двухслойных МПР, показана перспективность их применения для расширения рабочей полосы частот антенны. Такие решетки могут быть использова-

ны также для возбуждения ФАР из прямоугольных волноводов, поэтому изучение поверхностной волны в таких структурах актуально.

Цель работы заключается в исследовании электродинамических характеристик поверхностной волны в планарной экранированной диэлектрической структуре, которая возбуждается с помощью активной двухслойной МПР из прямоугольных излучателей, и изучении возможности использования такой структуры для возбуждения ФАР из прямоугольных волноводов.

## 2. Постановка задачи и методика исследования

Рассмотрим линейную МПР, расположенную на двухслойном экранированном диэлектрике. Введем систему координат так, чтобы ось  $Oz$  была перпендикулярна границам диэлектрических слоев с толщинами  $h_2$  и  $\Delta h$  ( $\Delta h = h_1 - h_2$ ) и диэлектрическими проницаемостями  $\epsilon_3$  и  $\epsilon_2$  соответственно, а начало координат находилось в плоскости идеально проводящего экрана (рис. 1, а). Оси  $Ox$  и  $Oy$ , составляющие с осью  $Oz$  декартову систему координат, расположены в плоскости экрана. Излучатели, составляющие МПР, расположены в плоскостях  $z = h_1$  и  $z = h_2$  друг под

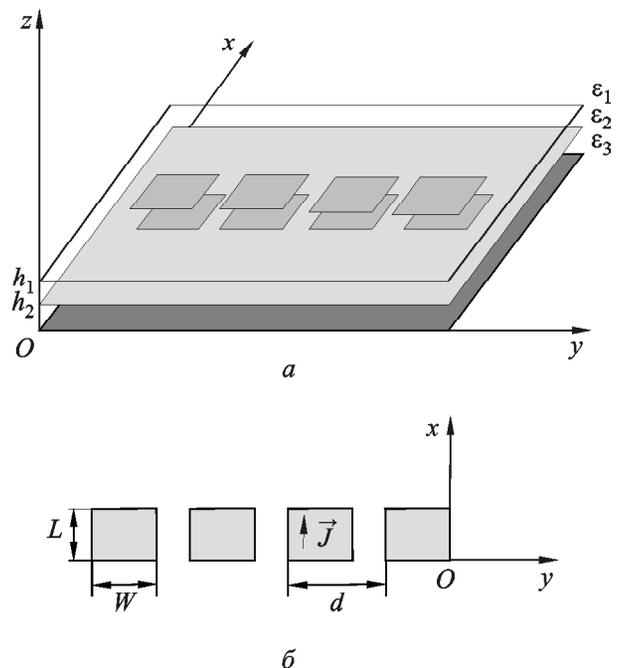


Рис. 1. Двухслойная МПР из излучателей прямоугольной формы (а); геометрия прямоугольных излучателей (б)

другом и представляют собой идеально проводящие бесконечно тонкие прямоугольные пластины на поверхности диэлектрика, по которым может течь ток, направление которого показано стрелками на рис. 1, б. Элементы решетки имеют размеры  $L$  – длина излучателя,  $W$  – его ширина, расположены на расстоянии  $d$  друг от друга.

Методика исследований основана на применении спектрального метода в приближении заданного распределения поверхностного тока на элементах решетки. Данное приближение является достаточно точным и удобно для использования в последующем анализе [4]. Будем считать, что в условиях, близких к резонансу, поверхностная плотность тока на каждом излучателе имеет только  $x$ -составляющую и описывается функцией:

$$\vec{J}(x, y) = \begin{cases} \vec{e}_x \frac{I}{W} \sin \frac{\pi x}{L} & \text{при } 0 \leq x \leq L, -W \leq y \leq 0; \\ 0, & \text{вне излучателя;} \end{cases}$$

где  $I$  – амплитуда тока на излучателе (рис. 1, б). Найдем поле излучения этого тока, предполагая, что известна его поверхностная плотность.

В каждой из областей пространства с постоянными значениями диэлектрической проницаемости  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$  и  $\epsilon_3$  поле электромагнитной волны можно представить в виде суперпозиции  $TE$ - и  $TM$ -волн. Из уравнений Максвелла можно получить выражения для поперечных относительно оси  $Oz$  компонент полей через  $z$ -компоненты [4]. Воспользуемся спектральным методом и представим  $z$ -компоненты электромагнитного поля  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и поверхностный ток на элементах решетки  $\vec{J}$  в виде интегралов Фурье:

$$\begin{cases} E_z^1 \\ H_z^1 \end{cases} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{cases} \tilde{E}_z^1 \\ \tilde{H}_z^1 \end{cases} \exp\{-i(k_x x + k_y y) - i\gamma_1(z - h_1)\} dk_x dk_y, \quad z \geq h_1; \quad (1)$$

$$\begin{cases} E_z^2 \\ H_z^2 \end{cases} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{cases} \tilde{E}_z^2 \\ \tilde{H}_z^2 \end{cases} \exp\{-i(k_x x + k_y y) - i\gamma_1(z - h_1)\} dk_x dk_y + \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{cases} \tilde{E}_z^2 \\ \tilde{H}_z^2 \end{cases} \exp\{-i(k_x x +$$

$$+ k_y y) + i\gamma_1(z - h_1)\} dk_x dk_y, \quad h_1 \leq z \leq h_2; \quad (2)$$

$$\begin{cases} E_z^3 \\ H_z^3 \end{cases} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \begin{cases} \tilde{E}_z^3 \cos(\gamma_2 z) \\ \tilde{H}_z^3 \sin(\gamma_2 z) \end{cases} \times \exp\{-i(k_x x + k_y y)\} dk_x dk_y, \quad 0 \leq z \leq h_2; \quad (3)$$

$$\vec{J}^j = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{J}^j \exp\{-i(k_x x + k_y y)\} dk_x dk_y, \quad (4)$$

$$z = h_j \quad (j = 1, 2)$$

В формулах (1)–(4) символы с волной являются спектральными амплитудами, а значение постоянной распространения волны в каждой среде определяется по формуле  $\gamma_j = \sqrt{k^2 \epsilon_j - k_r^2}$ , где  $\text{Im} \gamma_j \leq 0$ ,  $j = 1, 2, 3$ ;  $k_r^2 = k_x^2 + k_y^2$ .

Обозначим  $\vec{k}_t$  поперечную к оси  $Oz$  составляющую волнового вектора:  $\vec{k}_t = \vec{e}_x k_x + \vec{e}_y k_y$ . Соответствующий единичный вектор обозначим  $\vec{k}_t^{\parallel} = \vec{e}_x \frac{k_x}{k_r} + \vec{e}_y \frac{k_y}{k_r}$  и введем единичный вектор  $\vec{k}_t^{\perp}$ , определив его следующим образом:  $\vec{k}_t^{\perp} = [\vec{k}_t^{\parallel}, \vec{e}_z]$ .

Воспользовавшись представлением поперечных относительно оси  $Oz$  компонент полей через продольные [4], получим выражения для спектральных компонент поля  $\vec{E}_t^2$  и  $\vec{H}_t^2$ . Поскольку в дальнейшем нас будет интересовать только тангенциальная составляющая электрического поля, запишем выражение только для нее:

$$\vec{E}_t^2 = -\frac{Z_0 \gamma_2 \gamma_3 \alpha (\delta_1 \tilde{J}_1^{\parallel} + \tilde{J}_2^{\parallel}) \vec{k}_t^{\parallel}}{k \xi} - \frac{k Z_0 \beta (\delta_2 \tilde{J}_1^{\perp} + \tilde{J}_2^{\perp}) \vec{k}_t^{\perp}}{\varsigma},$$

где  $Z_0 = 120\pi$  – волновое сопротивление свободного пространства;

$$\tilde{J}^{\parallel} = \left( \vec{J}, \vec{k}_t^{\parallel} \right), \quad \tilde{J}^{\perp} = \left( \vec{J}, \vec{k}_t^{\perp} \right);$$

$$\alpha = \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cos(\gamma_2 \Delta h) + i \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \sin(\gamma_2 \Delta h);$$

$$\beta = \cos(\gamma_2 \Delta h) + i \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \sin(\gamma_2 \Delta h);$$

$$\delta_1 = \cos(\gamma_2 \Delta h) + \frac{\epsilon_3}{\epsilon_2} \frac{\gamma_2}{\gamma_3} \text{ctg}(\gamma_3 h_2) \sin(\gamma_2 \Delta h);$$

$$\begin{aligned} \delta_2 &= \cos(\gamma_2 \Delta h) + \frac{\gamma_3}{\gamma_2} \operatorname{ctg}(\gamma_3 h_2) \sin(\gamma_2 \Delta h); \\ \xi &= (\varepsilon_1 \gamma_3 - i \varepsilon_3 \gamma_1 \operatorname{ctg}(\gamma_3 h_2)) \cos(\gamma_2 \Delta h) + \\ &+ i \sin(\gamma_2 \Delta h) \left( \varepsilon_2 \frac{\gamma_1 \gamma_3}{\gamma_2} - i \gamma_2 \frac{\varepsilon_3 \varepsilon_1}{\varepsilon_2} \operatorname{ctg}(\gamma_3 h_2) \right); \\ \varsigma &= (\gamma_1 - i \gamma_3 \operatorname{ctg}(\gamma_3 h_2)) \cos(\gamma_2 \Delta h) + \\ &+ i \sin(\gamma_2 \Delta h) \left( \gamma_2 - i \frac{\gamma_3 \gamma_1}{\gamma_2} \operatorname{ctg}(\gamma_3 h_2) \right). \end{aligned}$$

Тогда выражение для тангенциальной составляющей электрического поля в свободном пространстве  $\vec{E}_t$  будет иметь вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}_t &= -\frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int \left\{ \frac{Z_0 \gamma_1 \gamma_3 (\delta_1 \tilde{J}_1^{\parallel} + \tilde{J}_2^{\parallel}) \vec{k}_t^{\parallel}}{k \xi} + \right. \\ &+ \left. \frac{k Z_0 (\delta_2 \tilde{J}_1^{\perp} + \tilde{J}_2^{\perp}) \vec{k}_t^{\perp}}{\zeta} \right\} \exp\{-i(k_x x + k_y y) - \\ &- i\gamma_1(z - h_1)\} dk_x dk_y, \quad z > h_1. \end{aligned} \quad (5)$$

Рассмотрим двухслойную МПР, состоящую из  $N$  излучателей. ФАР из конечного числа отрезков прямоугольных волноводов предполагается разместить в плоскости  $z = h_1 + \Delta z$  на некотором расстоянии  $x = x_0$  от излучателей так, чтобы широкие стенки волноводных каналов были ортогональны оси  $Ox$ . Поэтому мы будем исследовать амплитудно-фазовое распределение тангенциальной составляющей электрического поля поверхностной волны, именно эта составляющая является источником возбуждения волноводных волн в каналах ФАР. По поверхности излучателя с номером  $m$  ( $m = 1, 2, \dots, N$ ), благодаря приложенной сторонней ЭДС и взаимному влиянию излучателей, течет ток с поверхностной плотностью  $\vec{J}_m$ , который создает поле  $\vec{E}_{tm}$ . Поле всей решетки представляет собой суперпозицию полей всех ее излучателей:  $\vec{E}_t = \sum_{m=1}^N \vec{E}_{tm}$ . В выражении (5) перейдем к интегрированию в полярной системе координат с новыми переменными интегрирования  $k_r$  и  $\varphi$ , где угол  $\varphi$  отсчитывается

в плоскости  $k_x Ok_y$  от оси  $Ok_x$  против часовой стрелки. Тогда выражение для  $x$ - и  $y$ -компоненты электрического поля в свободном пространстве можно представить в виде:

$$\begin{aligned} E_{jm}^1(x, y) &= -\frac{120}{\pi k} \int_0^{\pi/2} d\varphi \int_0^{\infty} Q_m^j(k_r, \varphi) \times \\ &\times \exp\{-i(k_x x + k_y y) - i\gamma_1(z - h_1)\} k_r dk_r, \quad z > h_1, \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$j = x, y; \quad k_x = k_r \cos \varphi; \quad k_y = k_r \sin \varphi;$$

$$\begin{aligned} \left\{ \begin{array}{l} Q_m^x(k_r, \varphi) \\ Q_m^y(k_r, \varphi) \end{array} \right\} &= \frac{k^2 (\delta_2 \tilde{J}_{1m}^{\perp} + \tilde{J}_{2m}^{\perp})}{\zeta} \left\{ \begin{array}{l} \sin \varphi \\ -\cos \varphi \end{array} \right\} + \\ &+ \frac{\gamma_1 \gamma_3 (\delta_1 \tilde{J}_{1m}^{\parallel} + \tilde{J}_{2m}^{\parallel})}{\xi} \left\{ \begin{array}{l} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{array} \right\}; \end{aligned}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tilde{J}_m^{\perp} \\ \tilde{J}_m^{\parallel} \end{array} \right\} = I_m \left[ \tilde{J}_{xm} \left\{ \begin{array}{l} \sin \varphi \\ \cos \varphi \end{array} \right\} - \tilde{J}_{ym} \left\{ \begin{array}{l} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{array} \right\} \right],$$

$I_m$  – комплексные амплитуды тока на излучателях решетки, которые определяются через матрицу собственных и взаимных сопротивлений путем решения системы  $N$  нелинейных уравнений.

Процесс вычисления интегралов типа (6) подробно описан в [4, 5]. Там же приведены выражения для спектральных амплитуд тока  $\tilde{J}_{xm}^{\perp}$ ,  $\tilde{J}_{ym}^{\parallel}$ .

Таким образом, выражение (6) позволяет определить характеристики тангенциальной составляющей электрического поля поверхностной волны в исследуемой структуре.

### 3. Обсуждение результатов

С помощью приведенной выше методики построен алгоритм расчета характеристик поверхностной волны в двухслойной планарной диэлектрической структуре, которая возбуждается МПР из излучателей прямоугольной формы, расположенных на каждом из ее слоев. Причем элементы решетки расположены в  $H$ -плоскости ( $H$ -плоскостьная решетка), т. е. излучатели расположены вдоль оси  $Oy$ , перпендикулярной направлению вектора  $\vec{J}$  (рис. 1, б).

Анализ амплитудно-фазового распределения электромагнитного поля поверхностной волны был выполнен для структуры, состоящей из двух четырехэлементных решеток, расположенных в плоскостях  $z = h_1$  и  $z = h_2$  (рис. 1, а), с элементами одинаковых размеров  $W$  и  $L$ . Параметры исследуемой структуры имеют следующие значения:  $W = L = 2.5$  мм;  $h = 1$  мм;  $\Delta h = 0.3$  мм;  $\epsilon_2 = \epsilon_3 = 2.2$ ;  $d/\lambda = 0.5$ . Все численные данные, приведенные ниже, были получены на частоте  $f = 33$  ГГц. В этом случае в двухслойной диэлектрической подложке распространяется только одна низшая  $TM$ -волна.

На рис. 2 представлены графики распределения модуля амплитуды тангенциальной компоненты электрического поля  $|E_x|$  в плоскости  $z = h_1 + 0.1$  мм. Из рисунка видно, что вблизи края решетки величина  $|E_x|$  имеет четыре ярко выраженных максимума, положение которых совпадает с координатами центров МП излучателей. По мере удаления вдоль оси  $Ox$  от края решетки значение модуля амплитуды поля резко убывает, и на расстоянии порядка  $\geq 1.5\lambda$  величина  $|E_x|$

становится практически постоянной (слабо убывает). На рис. 3 представлена зависимость  $|E_x|$  от координаты  $x$  в плоскости  $y = -6$  мм, проходящей через середину решетки (ромбы – для однослойной решетки, квадраты – для двухслойной). Видно, что в случае двухслойной решетки амплитуда тангенциальной составляющей электрического поля примерно в два раза больше, чем в случае однослойной решетки, что позволяет повысить эффективность возбуждения поверхностной волны в данной структуре.

Фазовое распределение тангенциальной составляющей электрического поля  $E_x$  в плоскостях  $x = 5$  мм и  $x = 20$  мм представлено на рис. 4 (соответственно ромбы и кружки – для однослойной решетки, квадраты и треугольники – для двухслойной). Видно, что при удалении от края решетки закон изменения фазы в плоскости, ортогональной направлению распространения поверхностной волны, приближается к линейному закону как в случае однослойной, так и в случае двухслойной решетки. Это обстоятельство указывает на то, что данную микрополосковую струк-

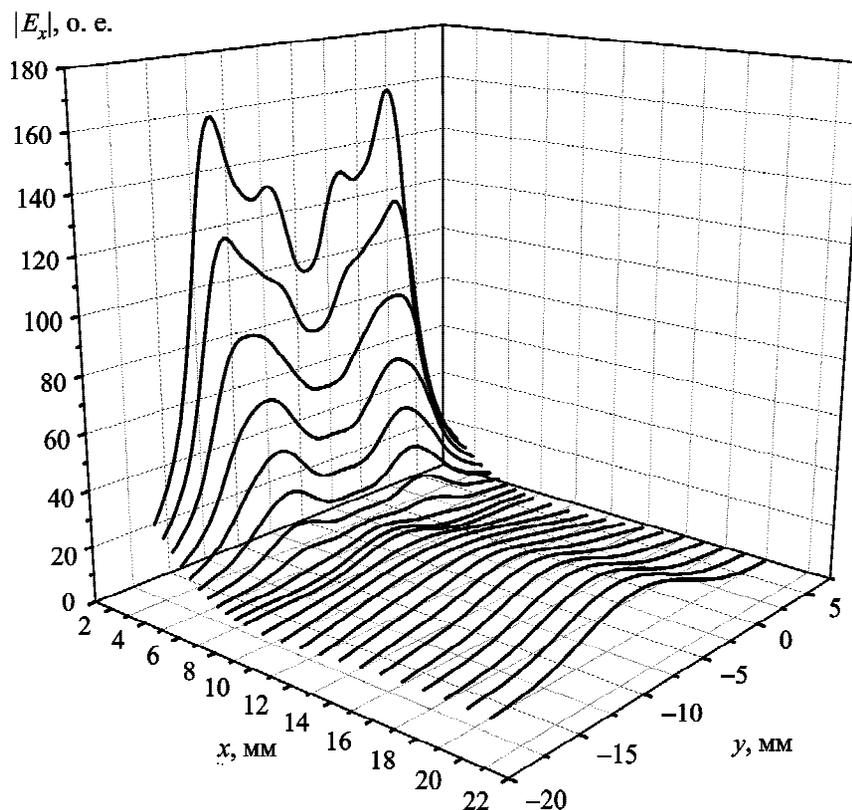


Рис. 2. Зависимость модуля амплитуды тангенциальной составляющей электрического поля от координат  $x$  и  $y$  в плоскости  $z = h_1 + 0.1$  мм

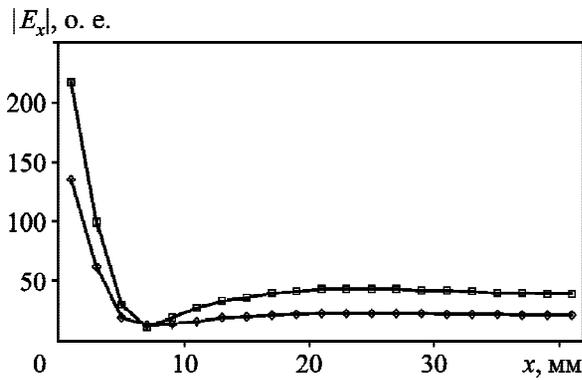


Рис. 3. Зависимость модуля амплитуды тангенциальной составляющей электрического поля от координаты  $x$  при  $z = h_1 + 0.1$  мм,  $y = -6$  мм: ромбы – для однослойной решетки, квадраты – для двухслойной

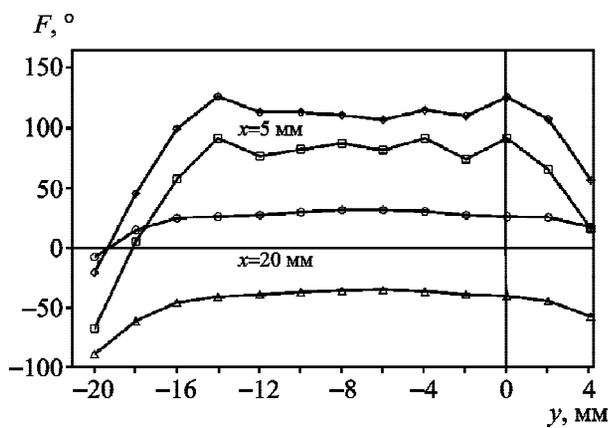


Рис. 4. Зависимость фазы тангенциальной составляющей электрического поля от координаты  $y$  в плоскостях  $x = 5$  мм и  $x = 20$  мм, перпендикулярных направлению распространения поверхностной волны, при  $z = h_1 + 0.1$  мм: ромбы и кружки – для однослойной решетки, квадраты и треугольники – для двухслойной

туру можно применять для синфазного возбуждения излучателей ФАР, в частности ФАР из отрезков прямоугольных волноводов [1, 2].

Следует отметить, что при возбуждении поверхностной волны конечным числом МП излучателей появляется тангенциальная компонента электрического поля  $E_y$ , которая может оказывать влияние на эффективность возбуждения основной волны в волноводных каналах ФАР. Проведенные численные исследования показали, что для данных параметров исследуемой структуры величина  $|E_y|$  примерно в пять раз меньше величины  $|E_x|$ , что делает ее влияние на эффективность возбуждения такой волны незначительной.

В случае несинфазного возбуждения элементов решетки, представленном на рис. 5 (сдвиг фаз токов на каждом из соседних излучателей составляет  $25^\circ$ ; ромбы – для однослойной решетки, квадраты – для двухслойной), можно добиться наклона фазовой характеристики в поверхностной волне, что является необходимым условием для сканирования диаграммой направленности в ФАР.

#### 4. Заключение

Таким образом, в работе исследованы амплитудно-фазовые характеристики электромагнитного поля поверхностной волны в планарной двухслойной диэлектрической структуре, которая возбуждается с помощью МПР из прямоугольных излучателей. Показано, что на расстоянии порядка  $\geq 1.5\lambda$  от края решетки модуль амплитуды поля поверхностной волны  $|E_x|$  становится практически постоянной величиной (слабо убывает), причем ее значение в случае двухслойной решетки примерно в два раза больше, чем в случае однослойной. Установлено, что в данной структуре можно добиться практически линейного фазового распределения электромагнитного поля в поверхностной волне, а путем сдвига фаз тока на микрополосковых излучателях изменять наклон ее фазовой характеристики. Все это указывает на перспективность применения такой решетки в качестве источника возбуждения ФАР из отрезков прямоугольных волноводов.

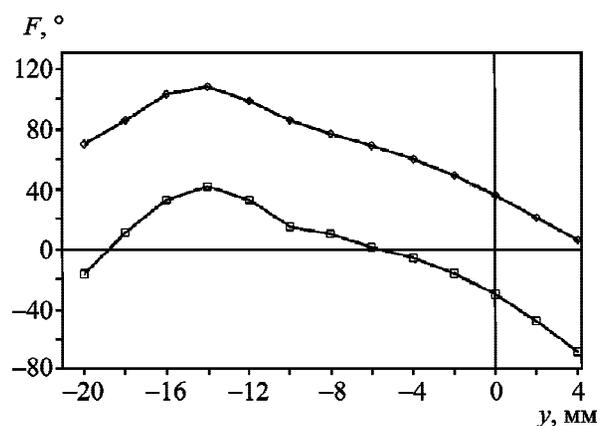


Рис. 5. Зависимость фазы тангенциальной составляющей электрического поля от координаты  $y$  в плоскости  $x = 20$  мм, перпендикулярной направлению распространения поверхностной волны, при  $z = h_1 + 0.1$  мм: ромбы – для однослойной решетки, квадраты – для двухслойной. Фаза тока на каждом соседнем излучателе сдвинута на  $25^\circ$

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грибовский А. В. Свойства фазированной антенной решетки из прямоугольных волноводов, возбуждаемой поверхностной волной. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2001. Т. 6, № 4. С. 332–336.
2. Патент Украины № 83038. Грибовский А. В., Кузьмичев И. К., Селезнев Д. Г. *Фазированная антенная решетка*. 10.06.2008.
3. Kusaykin O. P., Melezhhik P. N., Poyedinchuk A. E., Provalov S. A., and Seleznyov D. G. Surface and leaky waves of a planar dielectric waveguide with a diffraction grating. *IET Microw. Antennas Propag.* 2016. Vol. 10, Is. 1. P. 61–67. DOI: 10.1049/iet-map.2015.0158
4. Просвирнин С. Л., Нечаев Ю. Б. *Расчет микрополосковых антенн в приближении заданного распределения поверхностного тока*. Воронеж: Изд-во Воронежского ун-та, 1992. 112 с.
5. Просвирнин С. Л., Резник И. И., Селезнев Д. Г. Согласование с линиями питания и учет взаимного влияния в микрополосковых антенных решетках. *Радиотехника и электроника*. 1998. Т. 43, № 12. С. 1473–1476.
6. Селезнев Д. Г., Резник И. И., Селезнев А. Д. Микрополосковые антенные решетки из прямоугольных излучателей. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2003. Т. 8, № 1. С. 52–58.
7. Селезнев Д. Г., Резник И. И., Селезнев А. Д. Микрополосковые антенные решетки с диэлектрическим покрытием. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2005. Т. 10, № 1. С. 85–91.
8. Селезнев Д. Г., Резник И. И., Селезнев А. Д. Конструктивный синтез линейных микрополосковых фазированных антенных решеток. *Радиофизика и радиоастрономия*. 2005. Т. 10, № 2. С. 150–156.
9. Грибовский А. В., Резник И. И., Селезнев Д. Г., Свойства поверхностной волны в планарной экранированной диэлектрической структуре, возбуждаемой микрополосковой решеткой. *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. 2011. Т. 14, № 2. С. 32–38.
10. Селезнев Д. Г., Резник И. И. Двухслойные микрополосковые антенные решетки из прямоугольных излучателей. *Радиофизика і радіоастрономія*. 2018. Т. 23, № 3. С. 203–211. DOI: 10.15407/rpra23.03.203
11. *of fixed surface current distribution*. Voronezh, Russia: Voronezh State University Publ. (in Russian).
12. PROSVIRNIN, S. L., REZNIK, I. I. and SELEZNEV, D. G., 1998. Matching with feed lines and taking into account interaction in microstrip antenna arrays. *J. Commun. Technol. Electron.* vol. 43, no. 12, pp. 1376–1379.
13. SELEZNYOV, D. G., REZNIK, I. I. and SELEZNYOV, A. D., 2003. Microstrip Antenna Arrays Composed of Rectangular Radiators. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 8, is. 1, pp. 52–58. (in Russian).
14. SELEZNYOV, D. G., REZNIK, I. I. and SELEZNYOV, A. D., 2005. Microstrip Antenna Arrays with Dielectric Covering. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 10, is. 1, pp. 85–91. (in Russian).
15. SELEZNEV, D. G., REZNIK, I. I. and SELEZNEV, A. D., 2005. Structure Synthesis of Linear Microstrip Phased Antenna Arrays. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 10, is. 2, pp. 150–156. (in Russian).
16. GRIBOVSKY, A. V., REZNIK, I. I. and SELEZNYOV, D. G., 2011. Properties of surface wave in the planar grounded dielectric structure excited by a microstrip grating. *Phys. Wave Process. Radio System.* vol. 14, is. 2, pp. 32–38. (in Russian).
17. SELEZNYOV, D. G. and REZNIK, I. I., 2018. Two-Layer Microstrip Antenna Arrays of Rectangular Radiators. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 23, is. 3, pp. 203–211. (in Russian). DOI: 10.15407/rpra23.03.203

D. G. Seleznyov and I. I. Reznik

Institute of Radio Astronomy,  
National Academy of Sciences of Ukraine,  
4, Mystetstv St., Kharkiv, 61002, Ukraine

### PROPERTIES OF THE SURFACE WAVE IN THE PLANAR GROUNDED DIELECTRIC STRUCTURE EXCITED BY A TWO-LAYER MICROSTRIP GRATING

*Purpose:* Determining the amplitude and phase characteristics of the surface wave in a planar dielectric structure excited by a two-layer microstrip array of rectangular radiators and ascertaining the possibilities of using it to excite the phased antenna arrays from segments of rectangular waveguides.

*Design/methodology/approach:* The research method is based on application of the spectral method in approximation of a given distribution of surface current density on the array radiators, which is given by a function which describes the true current distribution fairly well and is convenient for further analysis. The essence of the spectral method is in representation of the Green's function, the radiation field, and the current density as expansions in the Fourier integral. The investigations were carried out with taking into account the presence of surface waves in the dielectric layers and the mutual influence of the radiators.

*Findings:* Using the developed technique, an algorithm for calculating the characteristics of a surface wave excited by a two-layer microstrip array of rectangular radiators is constructed. Analysis of the amplitude-phase distribution of electromagnetic field showed that at distance of  $\geq 1.5\lambda$  of the grating edge the magnitude of the amplitude of the field of surface wave

## REFERENCES

1. GRIBOVSKY, A. V., 2001. Properties of Phased Antenna Array of Rectangular Waveguides Excited by Surface Wave. *Radio Phys. Radio Astron.* vol. 6, is. 4, pp. 332–336. (in Russian).
2. GRIBOVSKY, A. V., KUZMICHEV, I. K. and SELEZNEV, D. G., 2008. Phased Antenna Array. Ukraine Patent No. 83038.
3. KUSAYKIN, O. P., MELEZHNIK, P. N., POYEDINCHUK, A. E., PROVALOV, S. A. and SELEZNYOV, D. G., 2016. Surface and leaky waves of a planar dielectric waveguide with a diffraction grating. *IET Microw. Antennas Propag.* vol. 10, is. 1, pp. 61–67. DOI: 10.1049/iet-map.2015.0158
4. PROSVIRNIN, S. L. and NECHAEV, YU. B., 1992. *Designing of microstrip antennas by using approximation*

becomes practically constant, and its value in the case of a two-layer grating is approximately twice as large as in the case of a single-layer grating. It is established that in this structure it is possible to obtain an almost linear phase distribution of the electromagnetic field in the surface wave, and by shifting the phases of the current on the microstrip radiators to change its slope.

*Conclusions:* The amplitude-phase characteristics of a surface wave in a planar dielectric structure excited by a two-layer microstrip array of rectangular radiators are investigated and the perspective of its application as a source of excitation of a phased antenna array from segments of rectangular waveguides are shown.

*Key words:* surface wave, two-layer microstrip grating, spectral method, phased antenna array

Д. Г. Селезньов, І. І. Резнік

Радіоастрономічний інститут НАН України,  
вул. Мистецтв, 4, м. Харків, 61002, Україна

#### ВЛАСТИВОСТІ ПОВЕРХНЕВОЇ ХВИЛІ В ПЛАНАРНІЙ ЕКРАНОВАНІЙ ДІЕЛЕКТРИЧНІЙ СТРУКТУРІ, ЗБУДЖУВАНІЙ ДВОШАРОВОЮ МІКРОСТРІЧКОВОЮ РЕШІТКОЮ

*Предмет і мета роботи:* Визначення амплітудних та фазових характеристик поверхневої хвилі у планарній діелектричній структурі, збуджуваній двошаровою мікροстрічковою решіткою з прямокутних випромінювачів, та з'ясування можливості її використання для збудження фазованих антенних решіток з відрізків прямокутних хвилеводів.

*Методи та методологія:* Методика досліджень ґрунтується на застосуванні спектрального методу у наближенні зада-

ного розподілу щільності поверхневого струму на випромінювачах решітки, яке задається деякою функцією, що досить добре описує істинний розподіл струму та є зручною у подальшому аналізі. Суть спектрального методу полягає у представленні функції Гріна, поля випромінювання та щільності струму у вигляді розкладення в інтеграл Фур'є. Дослідження виконано з урахуванням наявності поверхневих хвиль в діелектричних шарах і взаємного впливу випромінювачів.

*Результати:* За допомогою розробленої методики побудовано алгоритм розрахунку характеристик поверхневої хвилі, збуджуваній двошаровою мікροстрічковою решіткою з прямокутних випромінювачів. Аналіз амплітудно-фазового розподілу електромагнітного поля показав, що на відстані  $\geq 1.5\lambda$  від краю решітки модуль амплітуди поля поверхневої хвилі – величина практично стала, при чому її значення у випадку двошарової решітки приблизно вдвічі вище ніж у випадку одношарової. Встановлено, що в даній структурі можливо отримати практично лінійний фазовий розподіл електромагнітного поля в поверхневій хвилі, а шляхом зсуву фаз току на мікροстрічкових випромінювачах міняти його нахил.

*Висновок:* Досліджено амплітудно-фазові характеристики поверхневої хвилі в планарній діелектричній структурі, збуджуваній двошаровою мікροстрічковою решіткою з прямокутних випромінювачів, та показано перспективність її застосування в якості джерела збудження фазованої антенної решітки з відрізків прямокутних хвилеводів.

*Ключові слова:* поверхнева хвиля, двошарова мікροстрічкова решітка, спектральний метод, фазована антенна решітка

Стаття постуила в редакцію 03.08.2018