

Ю. В. Антоненко, А. В. Грибовский

## НЕЗЕРКАЛЬНОЕ ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ОТ ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ИЗ ЗАКОРОЧЕННЫХ КОАКСИАЛЬНО-СЕКТОРНЫХ ВОЛНОВОДОВ

*Радиоастрономический институт НАН Украины  
4, ул. Краснознаменная, Харьков, 61002, Украина  
E-mail: [julia\\_mango@mail.ru](mailto:julia_mango@mail.ru)*

Исследовано незеркальное отражение электромагнитных волн на решетке из закороченных коаксиально-секторных волноводов. Показана возможность преобразования интенсивности электрического поля падающей волны в интенсивность волны, отраженной в незеркальном направлении. Рассчитаны зависимости параметров Стокса от длины закороченных коаксиально-секторных волноводов. Рассмотрена возможность преобразования падающих линейно поляризованных волн в отраженные волны с круговой поляризацией в режимах незеркального отражения электромагнитных волн. Ил. 8. Библиогр.: 21 назв.

**Ключевые слова:** незеркальное отражение, режим автоколлимации, преобразование поляризации, закороченный коаксиально-секторный волновод.

Режим незеркального отражения электромагнитных волн на периодических решетках отражательного типа, при котором часть электромагнитной энергии отражается в направлении, не совпадающим с направлением зеркального отражения, имеет важное практическое значение. Частным случаем незеркального отражения является режим автоколлимации, когда вся энергия или часть энергии падающей волны отражается в обратном направлении. Автоколлимационный режим отражательных решеток может быть использован при конструировании различных приборов, например открытых резонаторов с разреженным спектром.

В монографии [1], посвященной строгой теории дифракционных решеток исследованы задачи дифракции плоских волн на одномерно-периодических решетках различного типа. Физические явления при дифракции плоских волн на одномерно-периодических решетках в резонансной области частот более детально рассмотрены в монографии [2]. Установлено, что использование отражательных решеток волноводного типа в режиме автоколлимации для конструирования различных приборов, например открытых резонаторов, дает преимущество по сравнению с решетками не волноводного типа. Исследования режима автоколлимации при дифракции плоских волн на отражательных решетках типа «эшелетт», «гребенка» и других представлены в работах [3, 4]. Для отражательной решетки типа «гребенка» доказана возможность появления полного незеркального отражения. В работе [5] режим автоколлимации рассматривается на одномерных решетках из конечного числа элементов, а авторами [6, 7] рассмотрены задачи дифракции линейно поляризованных  $E$ - и  $H$ -волн на отражательных решетках, покрытых киральным слоем. Обнаружено проявление эффекта полного автоколлимацион-

ного кросс-поляризационного преобразования волн такими структурами.

Также была показана возможность реализации эффекта полного автоколлимационного отражения при дифракции плоских  $TE$ - и  $TM$ -волн на отражательной двумерно-периодической решетке из закороченных прямоугольных волноводов [8]. Приведены значения модулей амплитуд и фаз пространственных гармоник в автоколлимационном режиме в зависимости от длины закороченных волноводов. В работе [9] представлены результаты численных исследований, указывающие на возможность преобразования поляризации при незеркальном отражении электромагнитных волн от двухэлементной двумерно-периодической решетки из закороченных волноводов прямоугольного сечения. Базовая ячейка решетки содержит два взаимно ортогональных закороченных волновода различных размеров. Найдены и исследованы условия, при которых в автоколлимационном режиме и в режиме «ортогонального» отражения возможно преобразование линейно поляризованных волн в кросс-поляризованную волну или волну с круговой поляризацией.

Режим «ортогонального» отражения определен условием, при котором волновой вектор «ортогональной» волны и вектор нормали к поверхности решетки лежат в плоскости, ортогональной к плоскости падения первичной волны. При этом угол между вектором нормали и волновым вектором «ортогональной» волны равен углу падения первичной волны. Режим «ортогонального» отражения электромагнитных волн от двумерно-периодических решеток также может быть использован при конструировании устройств различного назначения, например пространственных фильтров или многозеркальных открытых резонаторов с разреженным спектром [10].

На отражательной решетке из закороченных коаксиально-секторных волноводов исследована возможность преобразования поляризации падающей линейно поляризованной волны в зеркально отраженную волну с левой или правой круговой поляризацией [11]. Незеркальное отражение электромагнитных волн на отражательной решетке из закороченных коаксиально-секторных волноводов ранее не исследовалась.

Применение отражательных решеток из закороченных коаксиально-секторных волноводов позволяет работать в области более низких частот, по сравнению с известными отражательными решетками, при одинаковых размерах базовых ячеек решеток. Это связано с тем, что величина критической длины волновода, помещенного в базовую ячейку решетки, может быть намного больше размеров этой ячейки. Это свойство данного типа решеток позволяет использовать такие структуры в области частот, где возможен многомодовый режим работы коаксиально-секторных волноводов. Аналогичный прием применен в работе [12], в которой рассматривалась частотно-селективная поверхность, состоящая из закороченных кольцевых отверстий с периодом намного меньше длины волны. В такой структуре также за счет формы отверстий возможно сместить рабочий частотный диапазон в область более низких частот по сравнению, например, с прямоугольными отверстиями, размещенными в базовой ячейке с теми же параметрами.

**1. Постановка задачи.** Исследуемая модель двумерно-периодической решетки представляет собой бесконечную в плоскости  $\{x, y\}$  идеально проводящую отражательную решетку из закороченных коаксиально-секторных волноводов. Длина закороченных волноводов равна  $h$ .

На рис. 1 изображен фрагмент исследуемой решетки. Периоды структуры вдоль осей  $0x$  и  $0y$  равны  $d_1$  и  $d_2$ .

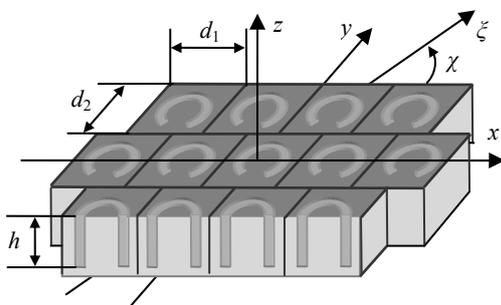


Рис. 1. Фрагмент исследуемой решетки

Центры базовых волноводных ячеек размещены в узлах косоугольной сетки. Их положение в плоскости  $z = 0$  определяется углом  $\chi$ ,

$(0 < \chi \leq \pi/2)$ . Ось  $0\xi$  проходит через начало системы координат и центры базовых ячеек. Базовая ячейка рассматриваемой структуры и система координат, связанная с падающей и отраженной волной, представлены на рис. 2.

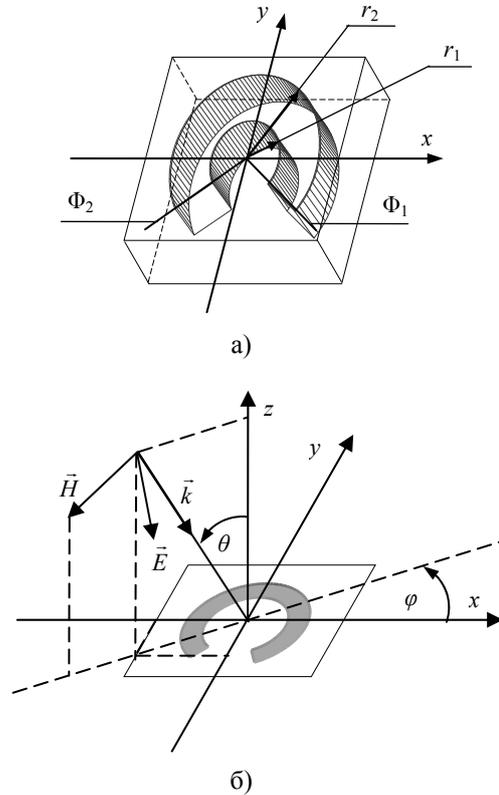


Рис. 2. Базовая ячейка решетки: а) – ее геометрические параметры; б) – и направление падающего поля

На основе метода частичных областей, который применен в работе [13] для решетки из прямоугольных волноводов, разработан алгоритм расчета обобщенных матриц рассеяния решетки полубесконечных коаксиально-секторных волноводов без каких-либо ограничений на геометрические параметры структуры. Получены бесконечные системы линейных алгебраических уравнений второго рода относительно неизвестных элементов обобщенных матриц рассеяния. Системы уравнений, условие корректности их решения и выражения для матричных коэффициентов систем приведены в работах [14, 15].

Исследование электромагнитного поля, рассеянного отражательной решеткой, проводится при произвольном падении на решетку из полупространства  $z > 0$  плоской линейно поляризованной электромагнитной волны единичной амплитуды. Зависимость электромагнитных полей от времени выбрана в виде  $e^{-i\omega t}$ . Поперечную к оси  $0z$  составляющую падающего электрического поля представим в виде суммы  $TE$ - и  $TM$ -волн:

$$\begin{aligned} \bar{E}_i^i &= \frac{1}{\sqrt{S}} \exp\{ik \sin \theta (x \cos \varphi + y \sin \varphi)\} \times \\ &\times \exp(-ikz \cos \theta) \left\{ \cos \alpha_0 (\bar{e}_x \sin \varphi - \bar{e}_y \cos \varphi) + \right. \\ &\left. + \sin \alpha_0 \cos \theta (\bar{e}_x \cos \varphi + \bar{e}_y \sin \varphi) \right\}, \end{aligned}$$

где  $S = d_1 \times d_2$  – площадь базовой ячейки периодической структуры;  $\bar{e}_x, \bar{e}_y$  – единичные орты декартовой системы координат;  $k = 2\pi / \lambda$ ;  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве;  $\theta$  – угол падения;  $\varphi$  – угол, определяющий плоскость падения плоской волны в сферической системе координат;  $\alpha_0$  – угол поляризации падающей волны.  $TE$ -волне соответствует значение угла  $\alpha_0 = 0^\circ (180^\circ)$ ,  $TM$ -волне –  $\alpha_0 = 90^\circ (270^\circ)$ .

Поперечную к оси  $Oz$  составляющую отраженного электрического поля над решеткой представим в виде суперпозиции плоских пространственных  $TE$ - и  $TM$ -гармоник Флоке:

$$\begin{aligned} \bar{E}_i^r &= \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} r_{qs}^{(1)} \bar{\psi}_{qs}^{(1)} \exp(i\Gamma_{qs} z) + \\ &+ \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} r_{qs}^{(2)} \bar{\psi}_{qs}^{(2)} \exp(i\Gamma_{qs} z), \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\Gamma_{qs} = \sqrt{k^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2}$  – постоянные распространения пространственных гармоник вдоль оси  $Oz$ ;  $\kappa_x = kT_x - \frac{2\pi q}{d_1}$ ;  $\kappa_y = kT_y - \frac{2\pi s}{d_2} + \frac{2\pi q}{d_1 \tan \chi}$ ;  $T_x = \sin \theta \cos \varphi$ ;  $T_y = \sin \theta \sin \varphi$ ;  $r_{qs}^{(1,2)}$  – неизвестные амплитуды пространственных гармоник;

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\psi}_{qs}^{(1)} \\ \bar{\psi}_{qs}^{(2)} \end{array} \right\} = \exp\{i(\kappa_x x + \kappa_y y)\} \frac{1}{\sqrt{S} \kappa_r} \left\{ \begin{array}{l} \kappa_y \bar{e}_x - \kappa_x \bar{e}_y \\ \kappa_x \bar{e}_x + \kappa_y \bar{e}_y \end{array} \right\};$$

$\kappa_r = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$ ;  $\bar{\psi}_{qs}^{(1)}, \bar{\psi}_{qs}^{(2)}$  – ортонормированная система векторных пространственных гармоник [16]. Индекс (1) соответствует  $TE$ -гармоникам, а индекс (2) –  $TM$ -гармоникам. Продольная относительно оси  $Oz$  составляющая отраженного электрического поля, которая также необходима для определения поляризационных характеристик, находится из уравнений Максвелла с учетом выражения (1). Полное электрическое поле, отраженное от экрана в область  $z > 0$ , запишется в виде

$$\begin{aligned} \bar{E}(x, y, z) &= \frac{1}{\sqrt{S}} \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left\{ \left( r_{qs}^{(1)} \frac{\kappa_y}{\kappa_r} + r_{qs}^{(2)} \frac{\kappa_x}{\kappa_r} \right) \bar{e}_x + \right. \\ &+ \left. \left( r_{qs}^{(2)} \frac{\kappa_y}{\kappa_r} - r_{qs}^{(1)} \frac{\kappa_x}{\kappa_r} \right) \bar{e}_y - r_{qs}^{(2)} \frac{\kappa_r}{\Gamma_{qs}} \bar{e}_z \right\} \times \\ &\times \exp(i(\kappa_x x + \kappa_y y + \Gamma_{qs} z)). \end{aligned}$$

Для нахождения неизвестных амплитуд пространственных гармоник применен метод частичных областей совместно с методом  $S$ -матриц [17] и операторным методом решения задач дифракции [18]. Система операторных уравнений и ее решение для модели исследуемой решетки приведены в работе [11].

Режим незеркального отражения на периодических решетках наступает тогда, когда часть электромагнитной энергии или вся энергия отражается в направлении, не совпадающим с зеркальным направлением отраженной волны. Условие, при котором возможна реализация режима незеркального отражения на двумерно-периодической решетке, имеет вид [9]

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d_1}{\lambda} \sin \theta [\cos \varphi - \cos(\varphi + \varphi_{nr})] = q; \\ \frac{d_2}{\lambda} \sin \theta [\sin \varphi - \sin(\varphi + \varphi_{nr})] + \\ + \frac{\cos \varphi - \cos(\varphi + \varphi_{nr})}{\tan \chi} = s, \end{array} \right. \quad (2)$$

где  $\theta, \varphi$  – углы падения первичной волны в сферической системе координат;  $\varphi_{nr}$  – угол, на который отклонился отраженный луч от зеркального луча;  $(q, s)$  – номер пространственной гармоники незеркального луча. Выражение (2) определяет связь между номером распространяющейся пространственной гармоники  $(q, s)$  и углами ее распространения  $\theta$  и  $(\varphi + \varphi_{nr})$  в режиме незеркального отражения. Из системы (2) видно, что режимом незеркального отражения можно управлять с помощью трех независимых параметров решетки: периодами  $d_1 / \lambda$  и  $d_2 / \lambda$  и способом размещения центров базовых ячеек – углом  $\chi$ . Это условие определяет связь между геометрическими параметрами решетки, длиной волны, номером распространяющейся пространственной гармоники  $(q, s)$  и углами ее распространения.

Из условия (2) могут быть получены два других условия для частных случаев незеркального отражения на двумерно-периодических решетках:

- режим автоколлимации –  $\varphi_{nr} = \pi$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} 2 \frac{d_1}{\lambda} \sin \theta \cos \varphi = q; \\ 2 \frac{d_2}{\lambda} \sin \theta \left\{ \sin \varphi + \frac{\cos \varphi}{\tan \chi} \right\} = s; \end{array} \right. \quad (3)$$

- режим «ортогонального» отражения –  $\varphi_{nr} = \pm \pi/2$ :

$$\begin{cases} \frac{d_1}{\lambda} \sin \theta \{ \cos \varphi \pm \sin \varphi \} = q; \\ \frac{d_2}{\lambda} \sin \theta \left\{ \sin \varphi \mp \cos \varphi + \frac{\cos \varphi \pm \sin \varphi}{\tan \chi} \right\} = s. \end{cases} \quad (4)$$

**2. Численные результаты.** Отметим, что в режиме незеркального отражения электромагнитных волн двумерно периодической решеткой в свободном пространстве распространяются, как минимум, две пространственные гармоники Флоке.

На рис. 3 представлены зависимости квадрата модуля амплитуды электрического поля для случая двух распространяющихся пространственных гармоник с номерами  $q = 0$ ,  $s = 0$  (зеркальная волна  $|E_{00}|^2$  — —) и  $q = 1$ ,  $s = 0$  (автоколлимационная волна  $|E_{10}|^2$  - - - -) от длины закороченного коаксиально-секторного волновода в режиме автоколлимации. Параметры решетки с прямоугольной сеткой ( $\chi = 90^\circ$ ) имеют следующие значения:  $r_1 = 2,5$  мм,  $r_2 = 4$  мм,  $\Phi_1 = 0$ ,  $\Phi_2 = \pi$ ,  $d_1 = d_2 = 9$  мм,  $\lambda = 11$  мм,  $\theta = 37,6^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  и  $\alpha_0 = 0^\circ$ . При данных параметрах в волноводных каналах распространяется только одна основная  $TE_{11}$ -волна. Вектор электрического поля в падающей волне параллелен оси  $Oy$  (см. рис. 2, б).

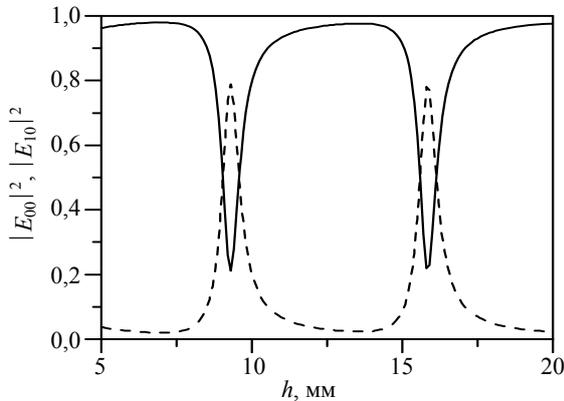


Рис. 3. Зависимости квадрата модуля амплитуды электрического поля зеркальной и автоколлимационной волн в режиме распространения одной основной волноводной волны

Из рис. 3 видно, что преобразование мощности падающей волны в мощность волны, отраженной в обратном направлении (автоколлимационная волна), достигает 80 %. Расстояние между экстремумами функций для автоколлимационной и зеркальной волн приблизительно равно половине длины  $TE_{11}$ -волны в волноводе.

Для описания поляризационных характеристик отраженного поля воспользуемся параметрами Стокса [11, 19]  $S_R = S_0 \{1; S_1; S_2; S_3\}$ , где  $S_0$  — интенсивность электромагнитной волны.

Рассмотрим поляризационные характеристики автоколлимационной волны. На рис. 4 по-

казаны зависимости параметров Стокса автоколлимационной волны от длины закороченного коаксиально-секторного волновода при параметрах решетки, которые приведены ранее.

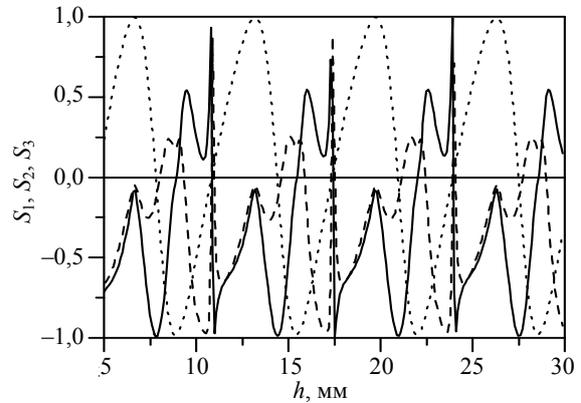


Рис. 4. Зависимости параметров Стокса автоколлимационной волны от длины закороченного коаксиально-секторного волновода:  $S_1$  — —;  $S_2$  - - -;  $S_3$  - ····

Видно, что при данных параметрах решетки в точках максимума квадрата модуля амплитуды электрического поля автоколлимационной волны значение параметра Стокса достигает значения  $S_3 = -1$ , это свидетельствует о том, что автоколлимационная волна имеет левую круговую поляризацию.

Как было отмечено ранее, исследуемая решетка из коаксиально-секторных волноводов может работать в частотном диапазоне, в котором в волноводных каналах могут распространяться несколько типов волноводных волн [11, 20] при одной распространяющейся пространственной гармонике Флоке. Рассмотрим характеристики автоколлимационной волны, когда в волноводных каналах распространяются две волноводные волны: основная  $TE_{11}$ -волна и первая высшая  $TE_{21}$ -волна. Выберем следующие значения параметров решетки и параметров первичной волны:  $r_1 = 2,5$  мм,  $r_2 = 4$  мм,  $\Phi_1 = 0$ ,  $\Phi_2 = \pi$ ,  $d_1 = d_2 = 9$  мм,  $\chi = 90^\circ$ ,  $\lambda = 10$  мм,  $\theta = 33,7^\circ$ ,  $\varphi = 0^\circ$  и  $\alpha_0 = 0^\circ$ . Для данных параметров на рис. 5 приведены зависимости квадрата модуля амплитуды электрического поля зеркальной волны (—  $|E_{00}|^2$ ) и автоколлимационной волны (- - -  $|E_{10}|^2$ ) от длины закороченного коаксиально-секторного волновода.

Из анализа зависимостей на рис. 5 следует, что они носят периодический характер. Величина меньшего периода приблизительно равна половине длины  $TE_{11}$ -волны, а между максимумами зависимостей для автоколлимационной волны 1 и 2 по горизонтальной оси укладывается приблизительно половина длины  $TE_{21}$ -волны в волноводе. Видно, что преобразование мощности

падающей волны в мощность волны, отраженной в обратном направлении (автоколлимационная волна), достигает 95 %. В точках максимумов кривой автоколлимационная волна имеет эллиптическую поляризацию.

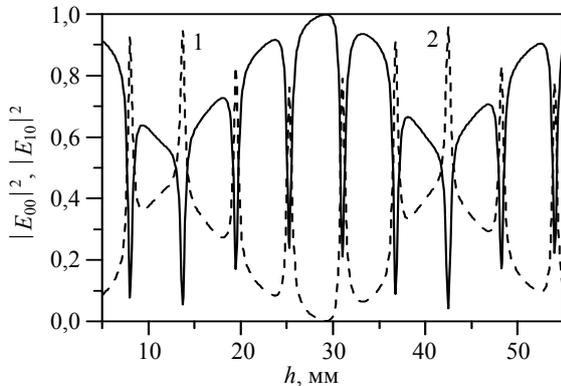


Рис. 5. Зависимости квадрата модуля амплитуды электрического поля зеркальной и автоколлимационной волн в режим распространения первых двух волноводных волн в волноводе

На рис. 6 представлены зависимости квадрата модуля амплитуды электрического поля зеркальной и автоколлимационной волн от длины закороченного волновода при наклонном падении на решетку плоской электромагнитной волны в плоскости  $\varphi = 90^\circ$  с углом поляризации  $\alpha_0 = 0^\circ$ . Остальные параметры не изменялись.

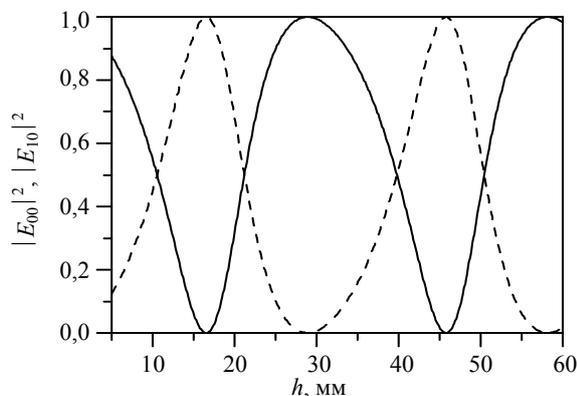


Рис. 6. Зависимости квадрата модуля амплитуды электрического поля зеркальной и автоколлимационной волн в режиме распространения одной высшей  $TE_{21}$ -волны в волноводе

В данном случае в области над решеткой существуют две распространяющиеся пространственные гармоники с номерами  $q = 0, s = 0$  (зеркальная волна  $|E_{00}|^2$  — —) и  $q = 0, s = 1$  (автоколлимационная волна  $|E_{01}|^2$  - - -). При такой поляризации падающей волны (вектор электрического поля параллелен оси  $Ox$ ) в волноводе низшая  $TE_{11}$ -волна не возбуждается и распростра-

няется только одна первая высшая  $TE_{21}$ -волна, поскольку направление вектора электрического поля  $TE_{21}$ -волны в поперечном сечении коаксиально-секторного волновода совпадает с направлением электрического поля падающей волны [21].

Из рис. 6 видно, что преобразование мощности падающей волны в мощность автоколлимационной волны достигает уже 100 %. Между максимумами зависимости для автоколлимационной волны укладывается приблизительно половина длины  $TE_{21}$ -волны в волноводе. При длинах закороченного волновода  $h = 16,5$  мм и  $h = 45,8$  мм происходит полное преобразование мощности падающей волны в мощность автоколлимационной волны. Поляризация электрического поля автоколлимационной волны в данном случае является линейной.

Режим полного автоколлимационного преобразования мощности падающей волны в мощность автоколлимационной волны без преобразования поляризации имеет простое физическое объяснение. Рассмотрим шестиполосник без потерь, у которого есть три плеча (порта). Первое плечо – это канал Флоке, в котором распространяется падающая и автоколлимационная волна. Второе плечо – это канал Флоке, в котором распространяется зеркально отраженная волна. И третье плечо – это коаксиально-секторный волновод, в котором распространяется только одна волноводная волна (одномодовый режим). В работе [22] доказано, что существует такая плоскость в волноводном канале (главная плоскость) и если в ней поместить короткозамыкающий элемент, то два других плеча (канала Флоке) оказываются полностью развязанными. Это соответствует рассмотренному нами режиму полного автоколлимационного отражения. В режиме неполного автоколлимационного преобразования мощности падающей волны в мощность автоколлимационной волны (см. рис. 3) также может происходить и преобразование поляризации падающей линейно поляризованной волны в автоколлимационную волну с круговой поляризацией и зеркальную волну с эллиптической поляризацией. По этой причине не происходит полного автоколлимационного преобразования.

В общем случае незеркального отражения электромагнитных волн с преобразованием поляризации при многомодовом режиме волноводных каналов также полного преобразования мощности падающей волны в мощность незеркальной волны не происходит. Поскольку электромагнитное поле, отраженное от решетки, может быть представлено суммой двух компонент: поля, отраженного от плоскости  $z = 0$ , и поля, пере-излученного из волноводных каналов. Изменение длины закорочен-

ных волноводов приводит к изменению амплитудно-фазового распределения электромагнитного поля в раскрыве волноводов. При этом возможна ситуация, когда амплитуда незеркальной волны, отраженной от плоскости  $z = 0$ , и амплитуда волны, излученной из волноводных каналов, будут близки по абсолютной величине, а разность их фаз будет приблизительно равна  $\pm 90^\circ$ . В этом случае происходит частичное преобразование мощности падающей линейно поляризованной волны в мощность незеркальной волны с круговой (левой или правой) поляризацией, что и подтверждается численными расчетами.

В заключение рассмотрим режим «ортогонального» отражения на решетке с косоугольной сеткой  $\chi = 70^\circ$ , при котором часть электромагнитной энергии отражается в направлении, ортогональном направлению падения первичной волны. Отметим, что в режиме «ортогонального» отражения, в отличие от режима автоколлимации, число распространяющихся пространственных гармоник всегда больше двух. Исследовались случаи, при которых число распространяющихся гармоник равно трем: зеркальная волна с индексами  $q = 0, s = 0$ , «ортогональная» волна с индексами  $q = 1, s = 0$  и волна с индексами  $q = 1, s = 1$ . Поэтому в этом режиме полного преобразования мощности падающей волны в мощность волны, отраженной в «ортогональном» направлении, не происходит, так как часть электромагнитной энергии уходит в третью волну с индексами  $q = 1, s = 1$ .

На рис. 7 представлены зависимости квадрата модуля амплитуды электрического поля зеркальной волны (—  $|E_{00}|^2$ ), волны отраженной в ортогональном направлении, по отношению к направлению падающего поля (- - -  $|E_{10}|^2$ ), и незеркальной волны, которая отразилась под углом  $\varphi_{1,1} = 200^\circ$  (.....  $|E_{11}|^2$ ) от длины закороченного волновода. Параметры решетки и падающей волны были выбраны следующими:  $r_1 = 2,5$  мм,  $r_2 = 4$  мм,  $\Phi_1 = 0, \Phi_2 = \pi, d_1 = d_2 = 10$  мм,  $\lambda = 10,5$  мм,  $\theta = 52,2^\circ, \varphi = 25^\circ$  и  $\alpha_0 = 0^\circ$ .

Как видно из рис. 7, преобразование мощности падающей волны в мощность волны, отраженной в ортогональном направлении, составляет 40%. В максимумах зависимости для волны, отраженной в ортогональном направлении, наблюдается линейная поляризация электрического поля. Между максимумами кривой для «ортогональной» волны укладывается приблизительно половина длины  $TE_{11}$ -волны в волноводах решетки.

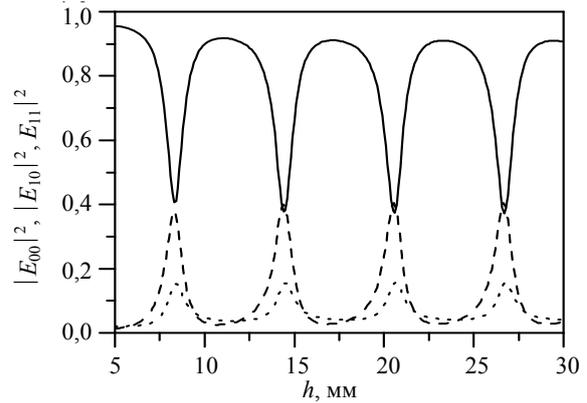


Рис. 7. Зависимости квадрата модуля амплитуды электрического поля зеркальной волны, «ортогональной» и незеркальной волны в режиме распространения основной волноводной волны

Режим «ортогонального» отражения в случае распространения двух волн ( $TE_{11}$  и  $TE_{21}$ ) в волноводных каналах представлен на рис. 8 при следующих параметрах:  $r_1 = 2,5$  мм,  $r_2 = 4$  мм,  $\Phi_1 = 0, \Phi_2 = \pi, d_1 = d_2 = 9$  мм,  $\chi = 70^\circ, \lambda = 9,5$  мм,  $\theta = 52,2^\circ, \varphi = 25^\circ$  и  $\alpha_0 = 0^\circ$ .

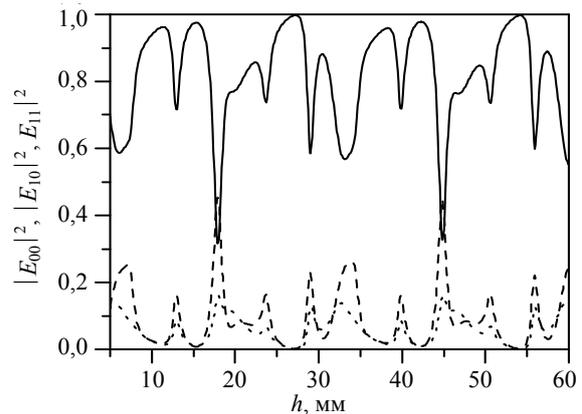


Рис. 8. Зависимости квадрата модуля амплитуды электрического поля зеркальной волны (—  $|E_{00}|^2$ ), «ортогональной» волны (- - -  $|E_{10}|^2$ ) и незеркальной волны (.....  $|E_{11}|^2$ ) в режиме распространения первых двух волн в волноводе

Как следует из зависимостей на рис. 8, преобразование мощности падающей волны в мощность волны, отраженной в ортогональном направлении, возможно лишь на 45%. Между максимумами зависимости для «ортогональной» волны укладывается приблизительно половина длины  $TE_{21}$ -волны в волноводе. В точках максимумов кривой для «ортогональной» волны наблюдается эллиптическая поляризация электрического поля.

Следует отметить, что цель нашей работы заключалась в том, чтобы показать принципиальную возможность незеркального отражения

электромагнитных волн решеткой из закороченных коаксиально-секторных волноводов, работающих в многомодовом режиме. Очевидно, что подобрав правильным образом параметры решетки и параметры падающей волны (частоту и углы падения), можно достичь более высоких значений коэффициента преобразования по мощности падающей волны в волну, отраженную в незеркальном направлении. Однако это уже многопараметрическая задача оптимизации, решение которой выходит за рамки данной работы.

**Выводы.** Проведенные исследования незеркального отражения электромагнитных волн на решетке из закороченных коаксиально-секторных волноводов показали возможность получения как частичного, так и полного преобразования мощности падающей волны в мощность либо автоколлимационной волны, либо в мощность волны, отраженной в ортогональном направлении. Установлено, что величиной мощности незеркальной волны можно управлять путем изменения длины закороченных волноводных каналов. Показано, что в режимах незеркального отражения электромагнитных волн на рассмотренной структуре возможно преобразование линейно поляризованных волн в волны с круговой поляризацией.

1. Дифракция волн на решетках / В. П. Шестопалов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб. – Х.: Изд-во Харьков. гос. ун-та, 1973. – 287 с.
2. Резонансное рассеяние волн: в 2 т. Т. 1. Дифракционные решетки / В. П. Шестопалов, А. А. Кириленко, С. А. Масалов, Ю. К. Сиренко. – К.: Наук. думка, 1986. – 232 с.
3. Масалов С. А. Возбуждение отражательных решеток плоской волной в режиме автоколлимации / С. А. Масалов, Ю. К. Сиренко // Изв. вузов. Радиофизика. – 1980. – 23, № 4. – С. 479–487.
4. Кириленко А. А. Незеркальное отражение волн периодическими дифракционными решетками / А. А. Кириленко, А. П. Кусайкин, Ю. К. Сиренко. – Х., 1983. – 33 с. – (Препр. / АН УССР, Институт радиофизики и электрон.; № 212).
5. Просвирнин С. Л. Дифракция электромагнитных волн на гребенке с ограниченным числом ламелей / С. Л. Просвирнин // Докл. АН УССР. Сер. А. – 1982. – № 2. – С. 57–61.
6. Kusaykin O. P. Electromagnetic wave diffraction by a chiral layer with a reflecting grating of dielectric-filled grooves / O. P. Kusaykin, A. Y. Poyedynchuk // Microwave Opt. Tech. Lett. – 2002. – 33, N 6. – P. 462–465.
7. Кусайкин А. П. Эффект широкополосного квазиполного автоколлимационного кросс-поляризационного преобразования волн / А. П. Кусайкин, П. Н. Мележик, А. Е. Поединчук // Письма в журн. техн. физики. – 2005. – 31, вып. 9. – С. 43–49.
8. Грибовский А. В. Свойства отражательной решетки из закороченных прямоугольных волноводов в автоколлимационном режиме / А. В. Грибовский // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – Х., 2003. – 8, № 2. – С. 201–205.
9. Грибовский А. В. Преобразование поляризации при незеркальном отражении электромагнитных волн от двумерно-периодической решетки из закороченных волноводов прямоугольного сечения / А. В. Грибовский // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – 14, № 1. – С. 58–65.
10. Белоус О. И. Квазичастотные спектры открытого резонатора с гребенчатой решеткой / О. И. Белоус, А. А. Кириленко, А. И. Фисун // Изв. вузов. Радиоэлектрон. – 1998. – 41, № 3–4. – С. 8–13.
11. Антоненко Ю. В. Преобразование поляризации электромагнитных волн на отражательной решетке из закороченных коаксиально-секторных волноводов / Ю. В. Антоненко, А. В. Грибовский // Радиофизика и радиоастрономия. – 2011. – 16, № 1. – С. 82–89.
12. Mospan L. Shorted Ring Aperture Frequency Selective Surface Operating at a Doubled Frequency / L. Mospan // Proc. of the 4<sup>th</sup> European Radar Conf. (EuRAD2007). – Munich, 2007. – P. 21–23.
13. Грибовский А. В. Отражательная фазированная антенная решетка из прямоугольных волноводов конечной глубины / А. В. Грибовский, С. Л. Просвирнин, И. И. Резник // Радиофизика и радиоастрономия. – 1997. – 2, № 1. – С. 52–60.
14. Грибовский А. В. Алгоритм расчета обобщенных матриц рассеяния двумерно-периодической решетки полубесконечных коаксиально-секторных волноводов / А. В. Грибовский, Ю. В. Мангушина // Вісн. Харків. нац. ун-ту. Сер. Математичне моделювання. Інформаційні технології. Автоматизовані системи управління. – 2009. – Вип. 11, № 847. – С. 106–115.
15. Грибовский А. В. Характеристики излучения активной ФАР из коаксиально-секторных волноводов / А. В. Грибовский, Ю. В. Мангушина // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2010. – 13, № 2. – С. 24–29.
16. Amitay N. Theory and analysis of phased array antennas / N. Amitay, V. Galindo, C. Wu. – N. Y.: Wiley-Interscience, 1972. – 443 p.
17. Миттра Р. Аналитические методы теории волноводов / Р. Миттра, С. Ли; пер. с англ. под ред. Г. В. Воскресенского. – М.: Мир, 1974. – 328 с.
18. Литвиненко Л. Н. Спектральные операторы рассеяния в задачах дифракции волн на плоских экранах / Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин. – К.: Наук. думка, 1984. – 239 с.
19. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1973. – 720 с.
20. Антоненко Ю. В. Частотно-селективные свойства плоского экрана конечной толщины с коаксиально-секторными отверстиями / Ю. В. Антоненко, А. В. Грибовский // Радиофизика и радиоастрономия. – 2010. – 15, № 3. – С. 330–337.
21. Fliflet A. W. Mode coupling and power transfer in a coaxial sector waveguide with a sector angle taper / A. W. Fliflet, L. R. Barnett, J. Mark Baird // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 1980. – 28, N 12. – P. 1482–1486.
22. Будурис Ж. Цепи сверхвысоких частот: Теория и применение / Ж. Будурис, П. Шеневье; пер. с франц. под ред. Л. А. Зиновьева. – М.: Сов. радио, 1979. – 288 с.

J. V. Antonenko, A. V. Gribovsky

#### NONSPECULAR REFLECTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES FROM TWO-Dimensionally PERIODIC GRATING OF SHORT-CIRCUITED COAXIAL SECTOR WAVEGUIDES

Non specular reflection of electromagnetic waves on the grating of short-circuited coaxial sector waveguides is investigated. It is shown that intensity of the incident wave the electric field can be transformed into intensity of the reflected wave in non specular direction. The dependencies of the Stokes parameters on the length of short-circuited coaxial sector waveguides are calculated. The possibility of converting incident linearly polarized waves in the reflected waves with circular polarization modes non specular reflection of electromagnetic waves is considered.

**Key words:** non specular reflection, autocollimation regime, converting polarization, short-circuited coaxial sector waveguides.

Ю. В. Антоненко, О. В. Грибовський

НЕДЗЕРКАЛЬНЕ ВІДБИТТЯ  
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ  
ВІД ДВОВИМІРНО-ПЕРІОДИЧНОЇ ГРАТКИ  
ІЗ ЗАКОРОЧЕНИХ КОАКСІАЛЬНО-  
СЕКТОРНИХ ХВИЛЕВОДІВ

Досліджено недзеркальне відбиття електромагнітних хвиль на ґратці із закорочених коаксіально-секторних хвилеводів. Показано можливість перетворення інтенсивності

електричного поля падаючої хвилі в інтенсивність хвилі відбитої в недзеркальному напрямі. Розраховано залежності параметрів Стоксу від довжини закорочених коаксіально-секторних хвилеводів. Розглянуто можливість перетворення падаючих лінійно поляризованих хвиль у відбиті хвилі з круговою поляризацією у режимах недзеркального відбиття електромагнітних хвиль.

**Ключові слова:** недзеркальне відбиття, режим автоколімації, перетворення поляризації, закорочений коаксіально-секторний хвилевід.

*Рукопись поступила 04.04.11 г.*