

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ГАУССОВА ВОЛНОВОГО ПУЧКА ПРИ НЕЗЕРКАЛЬНОМ ОТРАЖЕНИИ ОТ ДВУХЭЛЕМЕНТНОЙ ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ИЗ ЗАКОРОЧЕННЫХ ВОЛНОВОДОВ ПРЯМОУГОЛЬНОГО СЕЧЕНИЯ

Исследованы основные энергетические и поляризационные характеристики электромагнитных полей гауссовых волновых пучков, рассеянных на двумерно-периодической двухэлементной отражательной решетке из закороченных волноводов прямоугольного сечения в режиме незеркального отражения. Проведен анализ коэффициентов отражения по мощности для поперечной составляющей отраженного электрического поля. Рассчитаны и проанализированы трехмерные диаграммы направленности по мощности отраженных волновых пучков в дальней зоне. Исследовано состояние поляризации в поперечном сечении отраженных волновых пучков в режиме автоколлимации и в режиме “ортогонального” отражения.

Ключевые слова: трехмерный гауссов волновой пучок, незеркальное отражение, диаграммы направленности, поляризационные характеристики

1. Введение

Одной из важнейших характеристик волнового пучка является состояние его поляризации. В электромагнитных полях поляризация возбуждаемых колебаний может быть одинаковой во всех точках волнового пучка. Тогда можно рассуждать о поляризации пучка в целом. Однако на практике нередки ситуации, когда в разных областях электромагнитного поля состояние поляризации разное. В этом случае волновой пучок в целом по его сечению может быть частично поляризованным, тогда как в отдельных областях или точках пространства имеет место полная поляризация колебаний.

Многочисленные исследования особенностей отражения гауссовых пучков от различных препятствий проводились, как правило, в приближении однородного распределения параметров поляризации по сечению пучка [1–3]. Однако распределение параметров поляризации в поперечном сечении пучка, отраженного от поверхности периодической структуры, может быть неоднородным [4]. Неоднородность поляризации в отраженном волновом пучке при произвольной ориентации плоскости поляризации падающего пучка связана с тем, что TE и TM плоские волны, составляющие падающий пучок, неодинаково отражаются от плоской

поверхности периодической структуры. В этой связи представляет интерес исследование состояния поляризации по сечению отраженного гауссового пучка от двумерно-периодической структуры при линейной поляризации падающего пучка.

Режим незеркального отражения волновых пучков на периодических решетках, при котором часть электромагнитной энергии отражается в направлении, не совпадающем с направлением зеркального отражения, имеет важное практическое значение. Как было отмечено в [5], использование для конструирования различных приборов отражательных решеток волноводного типа в режиме автоколлимации вместо решеток неволноводного типа может дать существенный выигрыш. Для отражательной решетки типа “гребенка” доказана возможность проявления эффекта квазиполного незеркального отражения [6].

Как правило, исследование режима незеркального отражения проводилось на структурах, которые не изменяют поляризацию электромагнитного поля, отраженного в незеркальном направлении [7, 8].

Преобразование поляризации плоских электромагнитных волн в режиме автоколлимации на одномерно-периодических решетках исследовано в работах [9, 10]. В них рассмотрены задачи дифракции TE и TM линейно поляризованных плос-

ких волн на отражательных решетках, покрытых киральным слоем. Показана возможность квази-полного автоколлимационного кроссполяризационного преобразования волн такими структурами. В работах [11, 12] исследованы поляризационные характеристики зеркального и незеркального отражения электромагнитных полей при рассеянии плоских линейно поляризованных волн на отражательной двумерно-периодической двухэлементной решетке из закороченных прямоугольных волноводов, длина которых изменяется. Показана возможность преобразования линейно поляризованной волны в волну с ортогональной поляризацией или в волну с круговой поляризацией правого или левого вращения вектора электрического поля.

Преобразование поляризации гауссовых волновых пучков в режиме незеркального отражения двумерно периодическими отражательными решетками ранее не исследовалось. Такое преобразование можно получить, если использовать, например, двумерно-периодические отражательные решетки, базовые ячейки которых являются трехмерными киральными объектами. В этой связи возникла необходимость исследования этого режима на двумерно периодических отражательных решетках, являющихся наиболее близкими моделями реальных объектов.

2. Постановка задачи

Пусть на двумерно-периодическую идеально проводящую двухэлементную отражательную решетку из закороченных волноводов прямоугольного сечения, расположенную в плоскости xOy , из полупространства $z > 0$ произвольным образом падает линейно поляризованный гауссов волновой пучок. Базовая ячейка структуры представляет собой киральный объект и содержит два закороченных прямоугольных волновода различных поперечных сечений, широкие и узкие стенки которых взаимно ортогональны. Поперечные размеры волноводных каналов выбраны из условия распространения в них только основной TE_{10} -волны. В общем случае центры базовых ячеек двумерно-периодической структуры могут размещаться в узлах косоугольной сетки. Их положение в плоскости xOy определяется углом χ между осью Ox и прямой, проходящей через начало системы координат и центры базовых ячеек. Направление поляризации в пучке

также произвольно. Требуется найти электромагнитное поле, рассеянное двумерно-периодической структурой в свободное пространство.

На рис. 1 схематически изображен падающий волновой пучок и отражательная решетка, у которой центры базовых ячеек расположены в узлах треугольной сетки ($\chi = 45^\circ$). Здесь ϑ_0 , φ_0 – угол падения и плоскость падения пучка соответственно в системе координат (x, y, z) ; d_1 и d_2 – периоды решетки; $a_{1,2}$ и $b_{1,2}$ – поперечные размеры волноводных каналов; $h_{1,2}$ – длины закороченных волноводов. Координаты центров волноводов в плоскости раскрыва решетки $z = 0$ равны $(x_{1,2}, y_{1,2})$.

Пусть в плоскости $z_p = 0$ в системе координат, связанной с пучком, задано распределение поперечной компоненты падающего электрического поля пучка в виде:

$$\vec{E}_t^i(x_p, y_p, 0) = \frac{4\pi}{\sqrt{S}} \exp \left\{ - \left(\frac{x_p}{w_1} \right)^2 - \left(\frac{y_p}{w_2} \right)^2 \right\} \times (\vec{e}_{xp} \cos \alpha_0 - \vec{e}_{yp} \sin \alpha_0), \quad (1)$$

где $S = d_1 \times d_2$ – площадь базовой ячейки решетки; w_1 , w_2 – поперечные размеры пучка, при которых поле спадает в e раз вдоль осей Ox и Oy относительно своего значения на оси; \vec{e}_{xp} , \vec{e}_{yp} – единичные орты в системе координат (x_p, y_p, z_p) . Ось Ox_p параллельна плоскости xOy . Угол поляризации α_0 определен в системе координат (x_p, y_p, z_p) , связанной с пучком. Значение $\alpha_0 = 0^\circ$ соответствует случаю s -поляризации, а значение $\alpha_0 = 90^\circ$ – случаю p -поляризации. Нижний индекс t в выражении (1) указывает на то, что рассматривается поперечная компонента электрического поля. Продольные компоненты электромагнитного поля могут быть найдены из уравнений Максвелла.

Поперечные компоненты электрического поля пучка, отраженного от двумерно-периодической решетки, можно представить в виде суммы поперечных компонент полей двух волновых TE и TM пучков, содержащих либо только TE , либо только TM волны соответственно. Каждое из этих слагаемых представим в виде разложений в интегралы Фурье по плоским TE и TM волнам:

$$\vec{E}_t^r(x, y, z) =$$

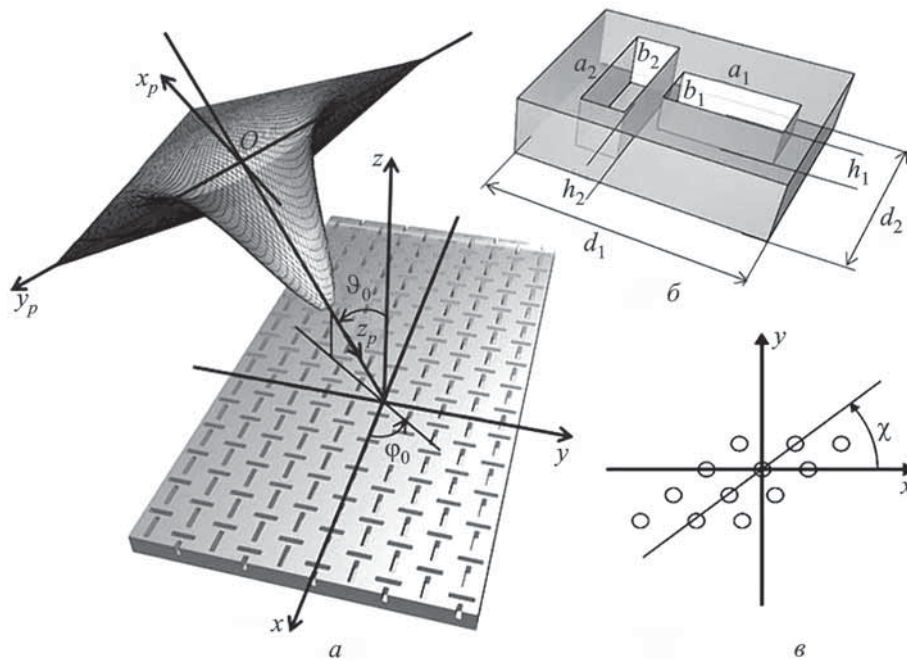


Рис. 1. Падение гауссова волнового пучка на двумерно-периодическую структуру (а), базовая ячейка (б), фрагмент решетки с косоугольной сеткой (в)

$$= \frac{1}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_{TE}(\xi, \zeta) e^{ik(x\zeta + y\xi + \gamma z)} \frac{\xi \bar{e}_x - \zeta \bar{e}_y}{\sqrt{\xi^2 + \zeta^2}} d\zeta d\xi +$$

$$+ \frac{1}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_{TM}(\xi, \zeta) e^{ik(x\zeta + y\xi + \gamma z)} \frac{\zeta \bar{e}_x + \xi \bar{e}_y}{\sqrt{\xi^2 + \zeta^2}} d\zeta d\xi,$$

где $R_{TE}(\xi, \zeta)$ и $R_{TM}(\xi, \zeta)$ – неизвестные спектральные функции TE и TM волновых пучков; $k = 2\pi/\lambda$, λ – длина волны в свободном пространстве; $\gamma = \sqrt{1 - \xi^2 - \zeta^2}$. Связь между неизвестными спектральными функциями $R_{TE}(\xi, \zeta)$, $R_{TM}(\xi, \zeta)$ и известными элементами обобщенных матриц рассеяния двумерно-периодической решетки имеет вид [12]:

$$R_{TE}(\xi, \zeta) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \{ G_{TE}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TE} r_{qs}^{(1)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta}) +$$

$$+ G_{TM}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TM} r_{qs}^{(1)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta}) \},$$

$$R_{TM}(\xi, \zeta) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \{ G_{TE}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TE} r_{qs}^{(2)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta}) +$$

$$+ G_{TM}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TM} r_{qs}^{(2)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta}) \}.$$

Здесь $\hat{\xi} = \xi + \frac{s}{\kappa_2} - \frac{q \text{ctg}(\chi)}{\kappa_1}$, $\kappa_{1,2} = d_{1,2}/\lambda$; $\hat{\zeta} = \zeta + \frac{q}{\kappa_1}$; $\xi = \sin \vartheta \sin \varphi$, где ϑ , φ – углы падения отдельной пространственной TE - или TM -гармоники с амплитудой $G_{TE}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})$ и $G_{TM}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})$ соответственно; $\zeta = \sin \vartheta \cos \varphi$; $G_{TE}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})$ и $G_{TM}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})$ – известные спектральные функции падающего пучка; $r_{qs}^{(1,2)}$ – известные коэффициенты отражения от двумерно-периодической структуры, найденные из решения ключевых задач дифракции спектров плоских TE и TM электромагнитных волн, (q, s) – номер пространственной гармоники.

При условии, что в свободном пространстве распространяется только одна пространственная гармоника Флоке, формирующая зеркально отраженный пучок, спектральные функции рассеянного волнового пучка могут быть вычислены по приближенным формулам:

$$R_{TE}(\vartheta, \varphi) \approx$$

$$\approx \{ G_{TE}(\vartheta, \varphi)_{TE} r_{00}^{(1)}(\vartheta, \varphi) + G_{TM}(\vartheta, \varphi)_{TM} r_{00}^{(1)}(\vartheta, \varphi) \},$$

$$R_{TM}(\vartheta, \varphi) \approx$$

$$\approx \{ G_{TE}(\vartheta, \varphi)_{TE} r_{00}^{(2)}(\vartheta, \varphi) + G_{TM}(\vartheta, \varphi)_{TM} r_{00}^{(2)}(\vartheta, \varphi) \}.$$

Данное приближение оправдано тем, что абсолютное значение функций $G_{TE}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})$ и $G_{TM}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})$ для гауссовых волновых пучков отлично от нуля лишь в небольшом интервале изменения значений углов ϑ, φ при условии, что в свободном пространстве распространяется только одна пространственная гармоника Флоке ($q = s = 0$). При $q \neq 0, s \neq 0$ абсолютные значения спектральных функций стремятся к нулю, $|G_{TE}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})| \rightarrow 0, |G_{TM}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})| \rightarrow 0$, во всем диапазоне изменений углов ϑ, φ [11].

Режим незеркального отражения плоских волн на периодических решетках наступает тогда, когда часть электромагнитной энергии или вся энергия отражается в направлении, не совпадающем с направлением зеркально отраженной волны. Условие, при котором возможна реализация режима незеркального отражения плоских волн от двумерно-периодической решетки, имеет вид [12]:

$$\begin{cases} \frac{d_1}{\lambda} \sin \vartheta [\cos \varphi - \cos(\varphi + \varphi_{nr})] = q, \\ \frac{d_2}{\lambda} \sin \vartheta \left[\sin \varphi - \sin(\varphi + \varphi_{nr}) + \frac{\cos \varphi - \cos(\varphi + \varphi_{nr})}{\operatorname{tg} \chi} \right] = s, \end{cases} \quad (2)$$

где ϑ, φ – углы падения первичной волны в сферической системе координат; φ_{nr} – угол, на который отклонился отраженный луч от зеркально отраженного луча; (q, s) – номер пространственной гармоники незеркально отраженного луча. Выражение (2) определяет связь между номером распространяющейся пространственной гармоники (q, s) и углами ее распространения ϑ и $\varphi = \varphi + \varphi_{nr}$ в режиме незеркального отражения. Из выражения (2) видно, что режимом незеркального отражения можно управлять с помощью трех независимых параметров решетки: двух периодов d_1/λ и d_2/λ и способа размещения центров базовых ячеек – угла χ . Это условие определяет связь между геометрическими параметрами решетки, длиной волны, номером распространяющейся пространственной гармоники (q, s) и углами ее распространения. Изменение длины закороченных волноводов $h_{1,2}$ приводит к изменению амплитудно-фазового рас-

пределения электромагнитного поля в плоскости раскрыва решетки xOy . Поэтому, как будет показано ниже, изменяя длину закороченных волноводов, можно управлять мощностью и поляризацией отраженных волновых пучков.

Из условия (2) могут быть получены два других условия для частных случаев незеркального отражения плоских волн от двумерно-периодических решеток:

режим автоколлимации, $\varphi_{nr} = \pi, -$

$$\begin{cases} 2 \frac{d_1}{\lambda} \sin \vartheta \cos \varphi = q, \\ 2 \frac{d_2}{\lambda} \sin \vartheta \left\{ \sin \varphi + \frac{\cos \varphi}{\operatorname{tg} \chi} \right\} = s; \end{cases}$$

режим “ортогонального” отражения, $\varphi_{nr} = \pm \pi/2, -$

$$\begin{cases} \frac{d_1}{\lambda} \sin \vartheta \{ \cos \varphi \pm \sin \varphi \} = q, \\ \frac{d_2}{\lambda} \sin \vartheta \left\{ \sin \varphi \mp \cos \varphi + \frac{\cos \varphi \pm \sin \varphi}{\operatorname{tg} \chi} \right\} = s. \end{cases} \quad (3)$$

Для вычисления спектральных функций, соответствующих незеркально отраженному пучку, необходимо найти связь между углами падения отдельной пространственной гармоники, составляющей поле падающего волнового пучка, ϑ, φ и углами $\vartheta_{qs}, \varphi_{qs}$, под которыми распространяются гармоники с номером (q, s) , формирующие незеркально отраженный пучок.

Для решетки с прямоугольной сеткой ($\chi = 90^\circ$) можно написать систему уравнений, определяющих связь между углами ϑ, φ и углами $\vartheta_{qs}, \varphi_{qs}$:

$$\begin{cases} \cos \vartheta_{qs} = \\ = \sqrt{1 - \left(\sin \vartheta \cos \varphi - \frac{q\lambda}{d_1} \right)^2 - \left(\sin \vartheta \sin \varphi - \frac{s\lambda}{d_2} \right)^2}, \\ \sin \varphi_{qs} = \\ = \frac{\sin \vartheta \sin \varphi - \frac{s\lambda}{d_2}}{\sqrt{\left(\sin \vartheta \cos \varphi - \frac{q\lambda}{d_1} \right)^2 + \left(\sin \vartheta \sin \varphi - \frac{s\lambda}{d_2} \right)^2}}. \end{cases} \quad (4)$$

Решение системы уравнений (4) относительно неизвестных углов падения ϑ и φ отдельной пространственной гармоники, составляющей поле падающего волнового пучка, имеет вид:

$$\sin \vartheta \cos \varphi = \cos \varphi_{qs} \sin \vartheta_{qs} + \frac{q\lambda}{d_1},$$

$$\sin \vartheta \sin \varphi = \sin \varphi_{qs} \sin \vartheta_{qs} + \frac{s\lambda}{d_2}.$$

Таким образом, найдя связь между углами падения отдельной плоской волны, составляющей поле волнового пучка, ϑ , φ и углами распространения гармоники, отраженной в незеркальном направлении, можно построить энергетические характеристики и диаграммы направленности в дальней зоне для электромагнитного поля незеркально отраженного пучка.

Диаграммы направленности отраженных волновых пучков в дальней зоне по полю и по мощности вычисляются по формулам:

$$D_{n\varphi} = |R_{TE}(\vartheta, \varphi)| \cos \vartheta,$$

$$D_{n\vartheta} = |R_{TM}(\vartheta, \varphi)|,$$

$$D = (D_{n\varphi})^2 + (D_{n\vartheta})^2.$$

А значения мощности падающего и отраженного пучков вычисляются с помощью выражений [13]:

$$W_0 = \frac{\lambda^2}{S} \times \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin \vartheta \left[\cos^2 \vartheta |G_{TE}(\vartheta, \varphi)|^2 + |G_{TM}(\vartheta, \varphi)|^2 \right] d\vartheta d\varphi,$$

$$W = \frac{\lambda^2}{S} \times \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin \vartheta \left\{ \cos^2 \vartheta |R_{TE}(\vartheta, \varphi)|^2 + |R_{TM}(\vartheta, \varphi)|^2 \right\} d\vartheta d\varphi.$$

3. Численные результаты

Провести детальный численный анализ эффекта незеркального отражения волновых пучков в объеме настоящей статьи не представляется возможным. Поэтому мы ограничимся представле-

нием данных, характеризующих работу исследуемой модели решетки в автоколлимационном режиме и в режиме “ортогонального” отражения.

Рассмотрим частный случай незеркального отражения пучка – режим автоколлимации. Исследование электродинамических характеристик рассеяния электромагнитного поля в режиме автоколлимационного отражения гауссова волнового пучка проведем в зависимости от длины закороченного волновода h_2 при падении на решетку линейно поляризованного пучка кругового сечения. Значения параметров решетки с косоугольной сеткой выберем следующими: $a_1 = 5$ мм, $b_1 = 1$ мм, $x_1 = 0.95$ мм, $y_1 = 0$ мм, $a_2 = 1$ мм, $b_2 = 5$ мм, $x_2 = -2.9$ мм, $y_2 = 0$ мм, $d_1 = 8.513$ мм, $d_2 = 7$ мм, $h_1 = 9.5$ мм, $\chi = 70^\circ$ ($x_{1,2}$, $y_{1,2}$ – координаты центров волноводных каналов). Гауссов волновой пучок ($\lambda = 8$ мм) падает на решетку под углами $\vartheta_0 = 30^\circ$ и $\varphi_0 = -20^\circ$ с углом поляризации $\alpha_0 = -20^\circ$. Геометрические параметры решетки и значения углов падения пучка взяты из работы [12]. При выбранных параметрах пучка и решетки в свободном пространстве распространяются два пучка: пучок, отраженный в зеркальном направлении, обозначим его $(0, 0)$, который формируется пространственной гармоникой Флоке с номером $(q = 0, s = 0)$ и автоколлимационный пучок $(1, 0)$, отраженный в обратном направлении, который формируется гармоникой с номером $(q = 1, s = 0)$. Направление поляризации в падающем пучке ($\alpha_0 = -20^\circ$) выбрано с учетом проведенного предварительного анализа поляризационных характеристик для плоской волны, отраженной от исследуемой структуры в автоколлимационном режиме. Было установлено, что при таком направлении поляризации в падающей волне, при определенных значениях длины одного из закороченных волноводов, можно добиться круговой поляризации электромагнитного поля в автоколлимационной волне [11].

Для анализа энергетических характеристик отраженных пучков введем понятие коэффициента отражения по мощности поперечной составляющей электрического поля R_W , определив его как отношение мощности поперечной компоненты зеркально или незеркально отраженного пучка к мощности поперечной компоненты электрического поля падающего на решетку пучка. На рис. 2 приведены зависимости коэффициентов

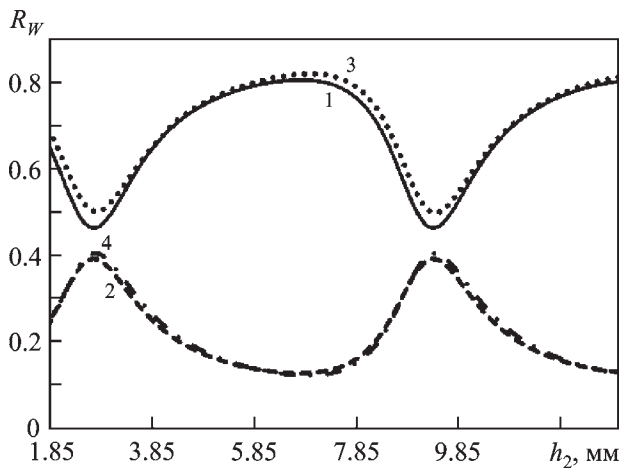


Рис. 2. Зависимости коэффициента отражения по мощности от длины второго закороченного волновода для плоской волны (0,0) – кривая 1, плоской волны (1,0) – кривая 2, зеркально отраженного пучка (0,0) – кривая 3 и автоколлимационного пучка (1,0) – кривая 4

отражения по мощности поперечной компоненты электрического поля от длины закороченного волновода h_2 для плоской волны, зеркально отраженного и автоколлимационного пучков кругового сечения с размерами $w_1 = w_2 = 50$ мм. Из рис. 2 видно, что преобразование мощности поперечной составляющей электрического поля падающего пучка в мощность пучка, отраженного в обратном направлении (автоколлимационный пучок), не превышает 40 %. Расстояние между экстремумами функций для автоколлимационного и зеркально отраженного пучков приблизительно равно половине длины TE_{10} -волны в волноводе. Наблюдается незначительное различие в поведении характеристик плоской волны и волновых пучков.

Проведенные исследования для более узкого пучка с размерами $w_1 = w_2 = 25$ мм показали, что в этом случае зависимость коэффициента отражения по мощности у зеркально отраженного пучка имеет подобный характер и практически совпадает с зависимостью для пучка с размерами $w_1 = w_2 = 50$ мм. В то же время наблюдается некоторое различие в поведении энергетической характеристики автоколлимационного пучка. Преобразование мощности поперечной составляющей электрического поля падающего пучка в мощность поперечной составляющей автоколлимационного пучка для данных параметров не превышает 35 %. В дальнейших

исследованиях мы будем рассматривать пучок с размерами $w_1 = w_2 = 25$ мм.

На рис. 3 представлены трехмерные диаграммы направленности по мощности в дальней зоне для падающего, зеркально отраженного и автоколлимационного пучков при длине второго закороченного волновода $h_2 = 9.5$ мм. При таком значении длины закороченного волновода происходит максимальное перераспределение энергии от падающего пучка к автоколлимационному пучку. Причем в этом случае мощности зеркально отраженного пучка и автоколлимационного пучка приблизительно одинаковы. Из рисунка видно, что искажений в диаграммах направленности отраженных пучков не наблюдается.

Для описания поляризационных характеристик отраженных пучков воспользуемся параметрами Стокса [13] $S_a = S_0 \{1; S_1; S_2; S_3\}$, S_0 – интенсивность электромагнитной волны, и коэффициентом эллиптичности K для плоской волны. Для некоторых частных случаев полностью поляризованной волны параметры Стокса имеют следующие значения: $S_a = S_0 \{1; 0; 0; 1\}$ – правая круговая поляризация; $S_a = S_0 \{1; 0; 0; -1\}$ – левая круговая поляризация; $S_a = S_0 \{1; 1; 0; 0\}$ – линейная поляризация вдоль оси Ox_p ; $S_a = S_0 \{1; -1; 0; 0\}$ – линейная поляризация вдоль оси Oy_p ; $S_a = S_0 \{1; 0; 1; 0\}$ – линейная поляризация под углом 45° к оси Ox_p ;

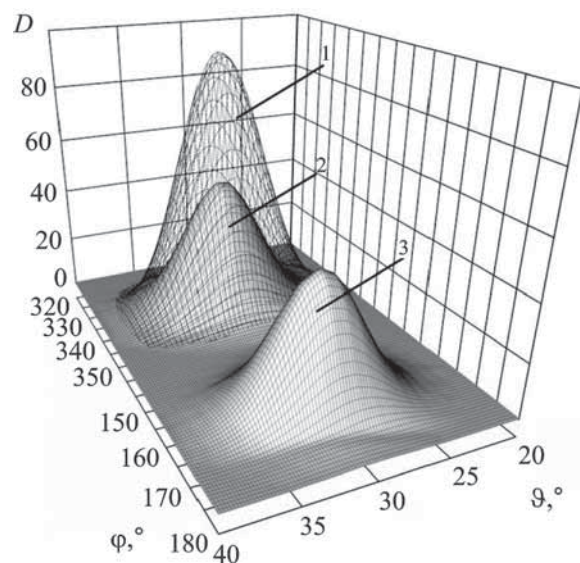


Рис. 3. Диаграммы направленности по мощности падающего (1), зеркально отраженного (2) и автоколлимационного (3) пучков в дальней зоне при $w_1 = w_2 = 25$ мм, $h_2 = 9.5$ мм

$S_a = S_0 \{1; 0; -1; 0\}$ – линейная поляризация под углом -45° к оси Oy_p .

Найдем вначале поляризационные параметры главного луча автоколлимационного пучка. Под главным лучом будем понимать луч, направление которого совпадает с направлением оси пучка. На рис. 4 приведены зависимости параметров Стокса главного луча автоколлимационного пучка от длины второго закороченного волновода. Отметим, что главный луч этого пучка направлен под углами $\vartheta = \vartheta_0 = 30^\circ$, $\varphi = 160^\circ$. Видно, что поляризационными параметрами автоколлимационного луча можно управлять путем изменения длины одного из закороченных волноводов. Так, при длине закороченного волновода, равной $h_2 = 8.5$ мм, волна, отраженная в обратном направлении, имеет круговую поляризацию с левым вращением вектора электрического поля ($S_1 = 0$, $S_2 = 0$, $S_3 = -1$).

Для определения состояния поляризации автоколлимационного пучка необходимо знать, например, значение коэффициента эллиптичности электромагнитного поля в поперечном сечении пучка. На рис. 5, *a* представлена зависимость коэффициента эллиптичности от углов ϑ, φ для пучка с линейными размерами $w_1 = w_2 = 25$ мм при фиксированных геометрических параметрах отражательной решетки, а на рис. 5, *б* – зависимость коэффициента эллиптичности в поперечном сечении автоколлимационного пучка от длины второго закороченного волновода в плоскости $\vartheta = \vartheta_0$.

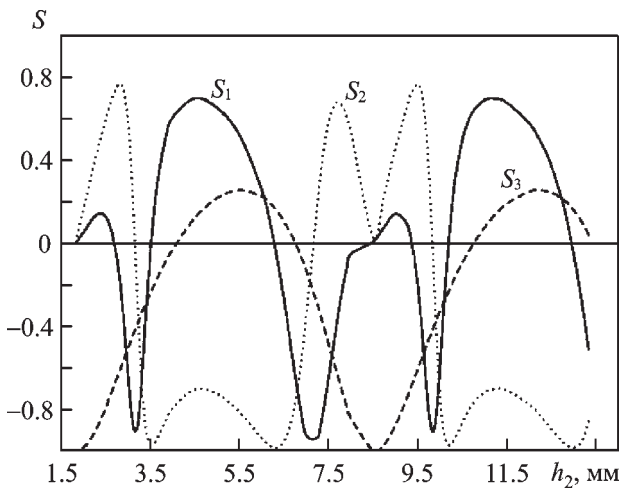


Рис. 4. Зависимости параметров Стокса главного луча автоколлимационного пучка от длины второго закороченного волновода

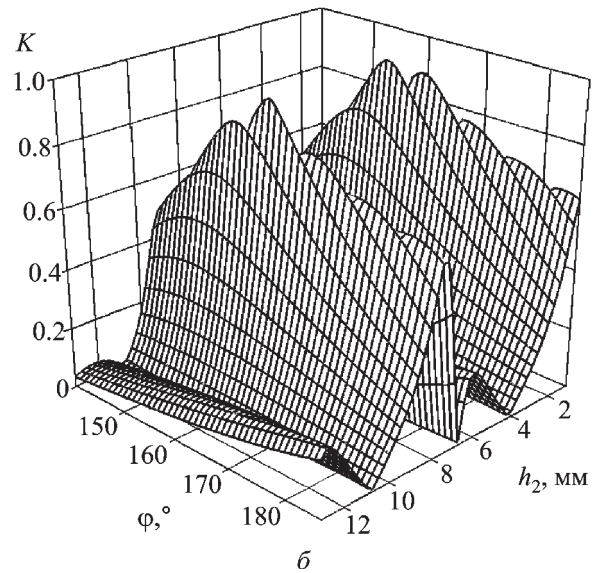
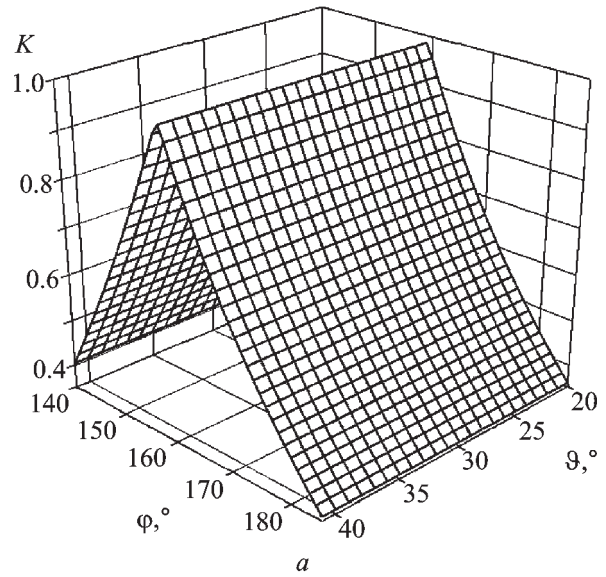


Рис. 5. Зависимости коэффициента эллиптичности автоколлимационного пучка от углов ϑ, φ при $h_2 = 8.5$ мм (*a*) и от длины закороченного волновода h_2 в плоскости $\vartheta = \vartheta_0 = 30^\circ$ (*б*) при $w_1 = w_2 = 25$ мм

Из рис. 5, *a* видно, что данная отражательная решетка обладает свойством сохранять постоянную поляризацию в поперечном сечении автоколлимационного пучка в плоскостях $\varphi = \text{const}$. Кроме того, электромагнитное поле автоколлимационного пучка в плоскости $\varphi = 160^\circ$, проходящей через его диаметр, имеет круговую поляризацию ($K = 1$). Рис. 5, *б* иллюстрирует уникальную возможность отражательной решетки из закороченных прямоугольных волноводов управлять поляризационными параметрами электромаг-

нитного поля автоколлимационного пучка путем изменения длины закороченных волноводов. Из поведения зависимости коэффициента эллиптичности видно, что можно выбрать такие значения длины второго закороченного волновода, при которых появляется возможность получить либо линейную поляризацию (минимумы графика), либо круговую поляризацию (максимумы графика). Таким образом, двумерно-периодическая двухэлементная решетка позволяет изменять состояние поляризации в автоколлимационном пучке путем изменения длины одного из закороченных волноводов.

Следующим важным случаем незеркального отражения волновых пучков является режим “ортогонального” отражения, при котором часть электромагнитной энергии отражается в направлении, ортогональном направлению падения первичного пучка. Связь между номером распространяющейся пространственной гармоники, формирующей “ортогональный” пучок, и углами ее распространения в режиме “ортогонального” отражения определяется условием (3). Этот эффект можно наблюдать, если параметры решетки выбрать следующими: $a_1 = 5$ мм, $b_1 = 1$ мм, $x_1 = 0.95$ мм, $y_1 = 0$ мм, $a_2 = 1$ мм, $b_2 = 5$ мм, $x_2 = -2.9$ мм, $y_2 = 0$ мм, $d_1 = 8.5$ мм, $d_2 = 9.9$ мм, $h_1 = 13.5$ мм, $\chi = 67^\circ$. Гауссов волновой пучок кругового сечения с размерами $w_1 = w_2 = 25$ мм падает на решетку под углами $\vartheta_0 = 40^\circ$ и $\varphi_0 = -45^\circ$ с углом поляризации $\alpha_0 = 0^\circ$. Длина волны $\lambda = 9$ мм. Следует отметить, что в режиме “ортогонального” отражения, в отличие от режима автоколлимации, число распространяющихся волновых пучков может быть больше двух. При выбранных параметрах в свободном пространстве над решеткой распространяются три пучка: зеркально отраженный пучок (0,0), “ортогональный” пучок (0,-1) ($\vartheta = \vartheta_0$, $\varphi = 45^\circ$) и “паразитный” пучок (1,0), отраженный в незеркальном направлении ($\vartheta = 37^\circ$, $\varphi = 180.5^\circ$). На рис. 6 приведены зависимости коэффициентов отражения по мощности поперечной составляющей электрического поля от длины второго волновода для плоской волны и волновых пучков с линейными размерами $w_1 = w_2 = 25$ мм.

Видно, что и в режиме “ортогонального” отражения можно управлять мощностью отраженных

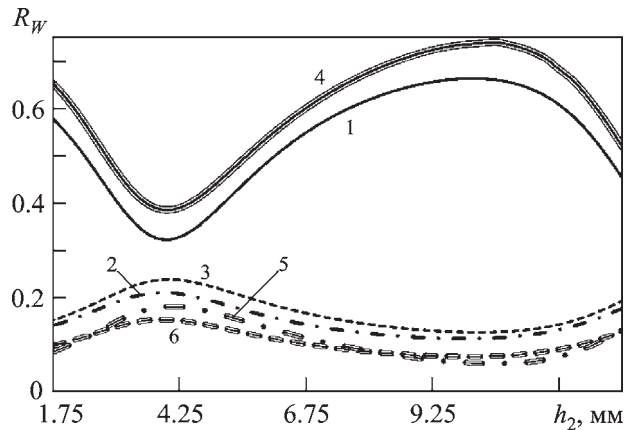


Рис. 6. Зависимости коэффициента отражения по мощности плоской волны (0,0) – кривая 1, плоской волны (1,0) – кривая 2, плоской волны (0,-1) – кривая 3 и волнового пучка (0,0) – кривая 4, волнового пучка (1,0) – кривая 5, волнового пучка (0,-1) – кривая 6 от длины второго закороченного волновода

пучков путем изменения длины одного из закороченных волноводов.

Так же как и в режиме автоколлимации, в режиме “ортогонального” отражения важно знать, как изменяется форма диаграммы направленности отраженного пучка в дальней зоне и не происходят ли искажения в функции распределения электромагнитного поля в поперечном сечении волнового пучка.

На рис. 7 представлены трехмерные диаграммы направленности по мощности в дальней зоне падающего (1), зеркально отраженного (2), “ортогонального” (3) и незеркально отраженного (“паразитного”) (4) пучков при длине второго закороченного волновода, равной $h_2 = 4$ мм. Из рисунка видно, что диаграммы направленности отраженных волновых пучков не претерпевают изменений по сравнению с диаграммой направленности падающего пучка. При выбранных параметрах уровень мощности “паразитного” пучка (4) сравним с уровнем мощности “ортогонального” пучка.

Для анализа состояния поляризации в “ортогональном” пучке исследуем вначале поведение параметров Стокса главного луча в зависимости от длины второго закороченного волновода. На рис. 8 показаны зависимости параметров Стокса главного луча “ортогонального” пучка от длины второго закороченного волновода. Видно, что при длине второго волново-

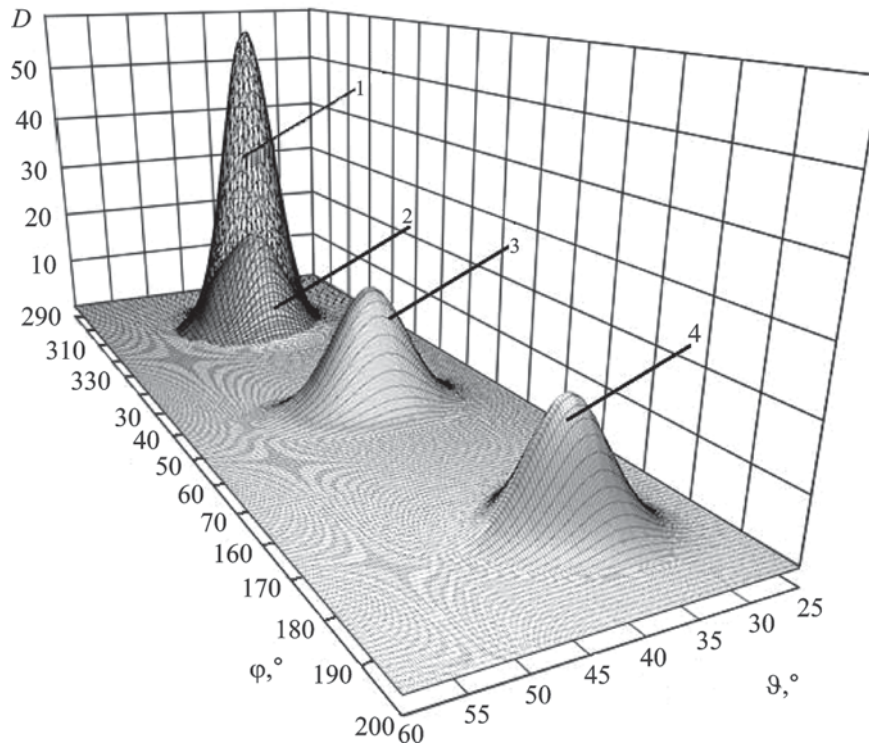


Рис. 7. Диаграммы направленности по мощности в дальней зоне падающего (1), зеркально отраженного (2), “ортогонального” (3), “паразитного” (4) пучков при $w_1 = w_2 = 25$ мм, $h_2 = 4$ мм

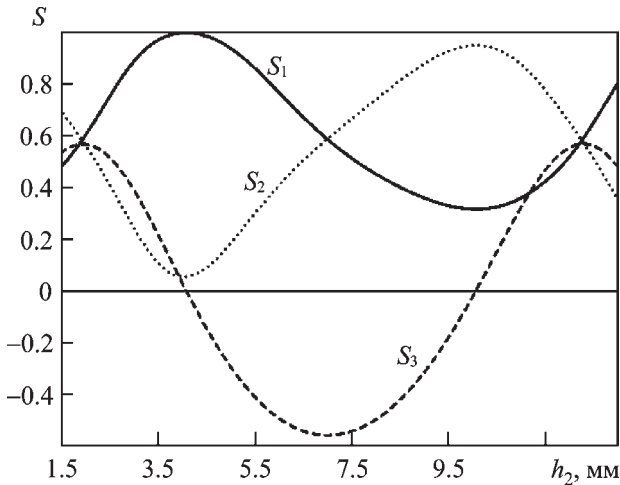


Рис. 8. Зависимости параметров Стокса главного луча “ортогонального” пучка от длины второго закороченного волновода

да, равной $h_2 = 4$ мм, поляризация главного луча является линейной ($S_1 = 1$, $S_2 = 0$, $S_3 = 0$) и совпадает с поляризацией главного луча падающего пучка.

На рис. 9 представлены зависимость коэффициента эллиптичности в поперечном сечении “ор-

тогонального” пучка при фиксированной длине закороченных волноводов (рис. 9, а) и зависимость коэффициента эллиптичности “ортогонального” пучка от длины второго закороченного волновода в плоскости $\vartheta = \vartheta_0$ (рис. 9, б). Видно, что при фиксированной длине второго закороченного волновода поляризация в поперечном сечении “ортогонального” пучка близка к линейной. Управлять поляризационными параметрами “ортогонального” пучка можно путем изменения длины одного из закороченных волноводов.

4. Заключение

Исследованы основные энергетические и поляризационные характеристики электромагнитных полей гауссовых волновых пучков, рассеянных на двумерно-периодической двухэлементной отражательной решетке из закороченных волноводов прямоугольного сечения в режимах автоколлимации и “ортогонального отражения”. Проведен анализ коэффициентов отражения по мощности для поперечной составляющей электрического поля в случаях зеркального и незеркального отражений. Рассчитаны и проанализированы

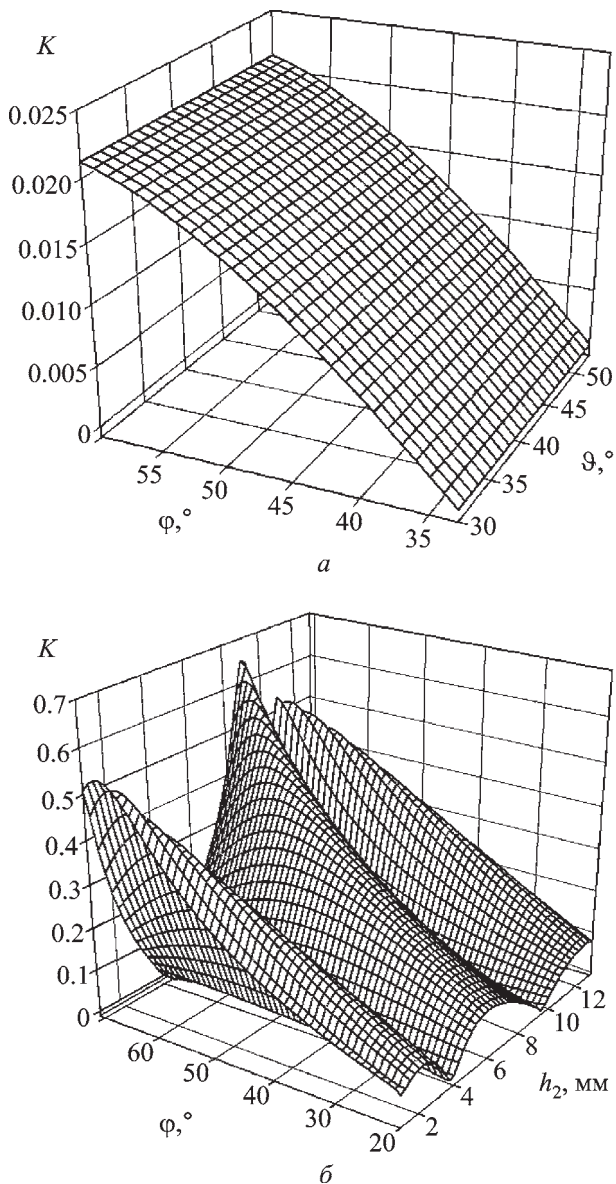


Рис. 9. Зависимости коэффициента эллиптичности “ортогонального” пучка от углов ϑ , φ при $h_2 = 4$ мм (а) и от длины закороченного волновода h_2 при $\vartheta = \vartheta_0 = 40^\circ$ (б)

трехмерные диаграммы направленности по мощности отраженных волновых пучков в дальней зоне.

Полученные результаты показывают, что диаграммы направленности пучков, отраженных от двумерно-периодической решетки из закороченных прямоугольных волноводов не претерпевают искажений по сравнению с диаграммой направленности падающего пучка. Исследовано состояние поляризации в поперечном сечении отраженных волновых пучков в режиме автоколлимации и в режиме “ортогонального”

отражения. Показано, что, изменяя длину закороченных волноводов, можно управлять не только мощностью незеркально отраженных пучков, но и их поляризационными параметрами. Это свойство исследуемой двумерно-периодической структуры, базовая ячейка которой представляет собой киральный элемент, может быть использовано во многих практических приложениях квазиоптики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Годин О. А. Дифракционная теория смещения ограниченных волновых пучков при отражении // ЖТФ. – 1984. – Т. 54, № 11. – С. 2094–2101.
2. Кухарчик П. Д., Сердюк В. М., Титовицкий И. А. Полное внутреннее отражение гауссова светового пучка // ЖТФ. – 1999. – Т. 69, № 4. – С. 74–82.
3. Иванов О. В., Семенов Д. И. Трансформация гауссова светового пучка при отражении вблизи угла Брюстера // Оптика и спектроскопия. – 2002. – Т. 92, № 3. – С. 462–467.
4. Наседкина Ю. Ф., Семенов Д. И. Распределение поляризации в гауссовом пучке, отраженном от резонансной среды // Письма в ЖТФ. – 2006. – Т. 32, № 8. – С. 287–296.
5. Шестопалов В. П., Кириленко А. А., Масалов С. А., Сиренко Ю. К. Резонансное рассеяние волн. Т. 1. Дифракционные решетки. – Киев: Наук. думка, 1986. – 232 с.
6. Кусайкин А. П., Мележик П. Н., Поединчук А. Е. Эффект широкополосного квазиполного автоколлимационного кроссполяризационного преобразования волн // Письма в ЖТФ. – 2005. – Т. 31, № 9. – С. 43–49.
7. Yeliseyev O. A. Autocollimation of Gaussian beam reflected by beveled array of short-circuited rectangular waveguides // J. Opt. – 2013. – Vol. 15, No. 7. – id.075711.
8. Gribovsky A. V. and Yeliseyev O. A. Nonspecular reflection of Gaussian wave beams on two-dimensional periodic array with shorted waveguides of rectangular cross-section // J. Opt. – 2014. – Vol. 16, No. 3. – id.035701.
9. Kusaikin O. P. and Poyedynchuk A. Y. Electromagnetic-wave diffraction by a chiral layer with a reflecting grating of dielectric-filled grooves // Microw. Opt. Tech. Lett. – 2002. – Vol. 33, No. 6. – P. 462–465.
10. Грибовский А. В. Преобразование поляризации электромагнитных волн отражательной решеткой из закороченных волноводов прямоугольного сечения переменной длины // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 1. – С. 55–60.
11. Грибовский А. В. Преобразование поляризации при незеркальном отражении электромагнитных волн от двумерно периодической решетки из закороченных волноводов прямоугольного сечения // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – Т. 14, № 1. – С. 58–65.
12. Грибовский А. В., Елисеев О. А. Расчет характеристик рассеяния гауссовых волновых пучков на двумерно-периодических структурах // Радиофизика и радиоастрономия. – 2011. – Т. 16, № 3. – С. 282–291.
13. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1970. – 856 с.

О. В. Грибовський, О. О. Єлісєєв

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

ПЕРЕТВОРЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ГАУССОВА
ХВИЛЬОВОГО ПУЧКА ПРИ НЕДЗЕРКАЛЬНОМУ
ВІДБИТТІ ВІД ДВОХЕЛЕМЕНТНОЇ
ДВОВИМІРНО-ПЕРІОДИЧНОЇ РЕШІТКИ
З ЗАКОРОЧЕНИХ ХВИЛЕВОДІВ
ПРЯМОКУТНОГО ПЕРЕРІЗУ

Досліджено основні енергетичні та поляризаційні характеристики електромагнітних полів гауссових хвильових пучків, розсіяних двовимірно-періодичною двоелементною відбивною решіткою із закорочених хвилеводів прямокутного перерізу в режимі незеркального відбиття. Проаналізовано поведінку коефіцієнтів відбиття за потужністю для поперечної складової відбитого електричного поля. Розраховано та проаналізовано тривимірні діаграми спрямованості за потужністю відбитих хвильових пучків у дальній зоні. Досліджено стан поляризації в поперечному перерізі хвильових пучків у режимі автоколімації та в режимі “ортогонального” відбиття.

A. V. Gribovsky and O. A. Yeliseyev

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

CONVERSION OF POLARIZATION OF A GAUSSIAN
WAVE BEAM AT NOSPECULAR REFLECTION
FROM A TWO-ELEMENT TWO-DIMENSIONAL
PERIODIC ARRAY OF RECTANGULAR
SHORTED WAVEGUIDES

The main power and polarizing characteristics of electromagnetic fields of the Gaussian wave beam scattered on a two-dimensional and periodic two-element reflective array of short-circuited waveguides of rectangular cross-section in a mode of non-specular reflection are investigated. The analysis of power reflectance for a transverse component of the reflected electric field is made. Three-dimensional directional power patterns of the reflected wave beams in a far zone are calculated and analyzed. The state of polarization in the cross section of the reflected wave beams in a mode of autocollimation and in a mode of “orthogonal” reflection is investigated.

Стаття поступила в редакцію 05.05.2014