

А. В. Грибовский, О. А. Елисеев

*Радиоастрономический институт НАН Украины
4, ул. Краснознаменная, Харьков, 61002, Украина
E-mail: eliseev2000@mail.ru*

РЕЖИМ АВТОКОЛЛИМАЦИИ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ТРЕХМЕРНОГО ГАУССОВА ПУЧКА ОТ ДВУМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ИЗ ЗАКОРОЧЕННЫХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ

При создании современных спектральных приборов используются, главным образом, отражательные дифракционные решетки, работающие в автоколлимационном режиме. Использование отражательных решеток волноводного типа в режиме автоколлимации для конструирования различных приборов может дать существенный выигрыш по сравнению с решетками не волноводного типа. Исследования рассеивания гауссовых волновых пучков на двумерно-периодических решетках в режиме автоколлимации ранее не проводились. Исследуя характеристики рассеяния электромагнитного поля при падении трехмерного гауссова волнового пучка на двумерно-периодическую структуру необходимо определить углы, под которыми распространяется незеркальный пучок. Для построения энергетических зависимостей пучка, диаграмм направленностей (ДН) в дальней зоне требуется новый алгоритм, отличающийся от того, который используется при анализе энергетических свойств зеркального пучка. Исследован режим автоколлимации при отражении трехмерного гауссова волнового пучка от двумерно-периодической решетки из закороченных волноводов прямоугольного сечения. Представлены результаты для случаев падения p - и s -поляризованного пучка кругового сечения на решетку с прямоугольной сеткой. Рассчитаны зависимости коэффициентов отражения по мощности от длины закороченных волноводов для зеркального и незеркального пучка. Исследованы зависимости формы ДН отраженных пучков в дальней зоне от параметров решетки и падающего пучка. Рассчитаны трехмерные ДН по мощности зеркального и незеркального пучков в дальней зоне. Дано физическое объяснение эффектов перераспределения энергии между зеркальным и незеркальным пучком. Установлен эффект расщепления ДН отраженного пучка. Впервые получены энергетические характеристики и трехмерные ДН в дальней зоне для незеркального пучка. Анализ полученных результатов дает возможность определить, при каких параметрах падающего пучка и отражательной решетки возможна аппроксимация падающего поля пучка полем плоской волны. Ил. 9. Библиогр.: 15 назв.

Ключевые слова: незеркальное отражение, режим автоколлимации, трехмерный гауссовый пучок, закороченный прямоугольный волновод.

При разработке открытых резонаторов для высокостабильных по частоте квантовых генераторов и создании современных спектральных приборов используются главным образом отражательные дифракционные решетки, работающие в автоколлимационном режиме [1]. Поскольку решетки часто применяются на длинах волн, сравнимых с периодом структуры, коэффициент отражения электромагнитной волны очень сильно зависит от параметров падающего излучения и геометрических размеров структуры. Исследование свойств рассеянных полей в этих условиях представляет сложную задачу математической физики, которая еще не решена в полном объеме. Режим автоколлимации на решетках отражательного типа, при котором часть электромагнитной энергии отражается в направлении, обратном к направлению падающей волны, имеет важное практическое значение. В этой связи возникает необходимость исследования этого режима на двумерно-периодических решетках из закороченных волноводов прямоугольного сечения.

Использование отражательных решеток волноводного типа в режиме автоколлимации для конструирования различных приборов, например открытых резонаторов, может дать существенный выигрыш по сравнению с решетками не волноводного типа. В монографии [2], посвященной строгой теории дифракционных решеток, исследованы задачи дифракции плоских волн на одно-

мерно-периодических решетках различного типа. Физические явления при дифракции плоских волн на одномерно-периодических решетках в резонансной области частот более детально рассмотрены в монографии [3].

Исследования режима автоколлимации при дифракции плоских волн на одномерно-периодических отражательных решетках типа «эшелетт», «гребенка» и других представлены в работах [4–6]. Для отражательной решетки типа «гребенка» доказана возможность проявления эффекта полного незеркального отражения. В работе [7] режим автоколлимации исследуется на одномерно-периодической решетке из конечного числа элементов. Были рассмотрены задачи дифракции E - и H -линейно поляризованных волн на отражательных решетках, покрытых киральным слоем [8–9]. Обнаружено проявление эффекта полного автоколлимационного кросс-поляризованного преобразования волн такими структурами.

Возможность реализации эффекта полного автоколлимационного отражения при дифракции плоских TE - и TM -волн на отражательной двумерно-периодической решетке из закороченных прямоугольных волноводов показана в работе [10], а в [11–12] представлены результаты численных исследований, указывающие на возмож-

ность преобразования поляризации при незеркальном отражении электромагнитных волн от двухэлементной двумерно-периодической решетки из закороченных волноводов прямоугольного сечения и решетки из закороченных коаксиально-секторных волноводов.

Исследуя характеристики рассеяния электромагнитного поля при падении трехмерного гауссова волнового пучка на двумерно-периодическую структуру, мы сталкиваемся с рядом трудностей, связанных с нахождением углов, под которыми распространяется незеркальный пучок. Для построения энергетических зависимостей пучка, диаграмм направленностей (ДН) в дальней зоне требуется новый алгоритм, отличающийся от того, который используется при анализе энергетических свойств зеркального пучка. Это связано с тем, что зависимость между углами падения первичного пучка и углами распространения незеркального пучка носит нелинейный характер. В работах, посвященных изучению эффекта автоколлимации, рассматривались в основном задачи дифракции для плоской волны, что является слишком грубым приближением при конструировании квазиоптических устройств, в которых электромагнитное поле представляет собой волновой пучок. Для анализа перераспределения энергии между зеркальным и незеркальным пучками важно не только знание их энергетических характеристик, зависящих от параметров падающего пучка и решетки, но и возможность построения трехмерных ДН в режиме автоколлимации.

В данной работе представлен метод и алгоритм расчета пространственных характеристик электромагнитного поля рассеяния трехмерных гауссовых волновых пучков, отраженных от двумерно-периодической структуры. Представлены как двумерные, так и трехмерные ДН для незеркального пучка. Анализ полученных результатов дает возможность ответить на вопрос: при каких параметрах падающего пучка и отражательной решетки возможна аппроксимация падающего поля пучка полем плоской волны?

1. Постановка задачи. Пусть на двумерно-периодическую идеально проводящую отражательную решетку из закороченных волноводов прямоугольного сечения, расположенную в плоскости xOy , из полупространства $z > 0$ произвольным образом падает линейно поляризованный гауссов волновой пучок. 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 (рис. 1). 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. Здесь ϑ_0, φ_0 – угол падения и плоскость падения пучка соответственно в системе координат xOz ; d_1 и d_2 периоды решетки; a и b – поперечные размеры волноводных каналов; h – длина закороченных волноводов.

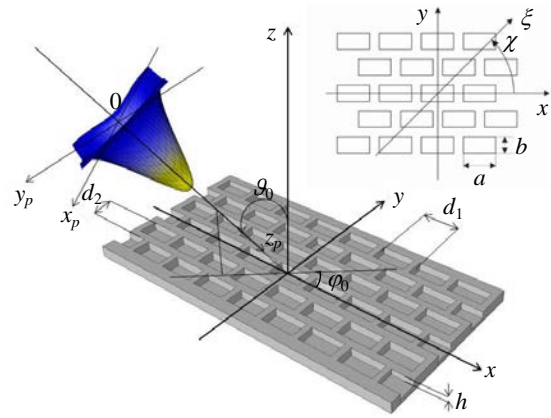


Рис. 1. Падение гауссова волнового пучка на двумерно-периодическую структуру

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

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

где $S = d_1 \times d_2$ – площадь базовой ячейки решетки; w_1, w_2 – параметры, определяющие эффективные размеры пучка в плоскости $z_p = 0$; $\vec{e}_{x_p}, \vec{e}_{y_p}$ – 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 поля находятся 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:

$$\begin{aligned} \vec{E}_t^r(x, y, z) = & \\ = \frac{1}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_{TE}(\xi, \zeta) e^{ik(x\zeta + y\xi + \gamma z)} \frac{\xi \vec{e}_x - \zeta \vec{e}_y}{\sqrt{\xi^2 + \zeta^2}} d\zeta d\xi + \frac{1}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_{TM}(\xi, \zeta) e^{ik(x\zeta + y\xi + \gamma z)} \frac{\zeta \vec{e}_x + \xi \vec{e}_y}{\sqrt{\xi^2 + \zeta^2}} d\zeta d\xi, \end{aligned} \quad (2)$$

где $R_{TE}(\xi, \zeta)$ и $R_{TM}(\xi, \zeta)$ – неизвестные спектральные функции TE - и TM -волновых пучков. Связь между неизвестными спектральными

функциями $R_{TE}(\xi, \zeta)$, $R_{TM}(\xi, \zeta)$ и известными элементами обобщенных матриц рассеяния двумерно-периодической решетки имеет вид [13]

$$\begin{aligned} R_{TE}(\xi, \zeta) = & \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left\{ G_{TE}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TE} r_{qs}^{(1)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta}) + G_{TM}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TM} r_{qs}^{(1)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta}) \right\}, \\ R_{TM}(\xi, \zeta) = & \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \left\{ G_{TE}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TE} r_{qs}^{(2)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta}) + G_{TM}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TM} r_{qs}^{(2)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta}) \right\}, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\hat{\xi} = \xi + \frac{s}{\kappa_2} - \frac{q \operatorname{ctg}(\chi)}{\kappa_1}$; $\hat{\zeta} = \zeta + \frac{q}{\kappa_1}$; $\xi = \sin \vartheta \sin \varphi$; $\zeta = \sin \vartheta \cos \varphi$; $G_{TE}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})$ и $G_{TM}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})$ – известные спектральные функции падающего пучка; $r_{qs}^{(1,2)}$ – известные коэффициенты отражения двумерно-периодической структуры, найденные из решения ключевых задач дифракции спектров плоских TE - и TM -электромагнитных волн; 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.

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

$$\begin{aligned} R_{TE}(\vartheta, \varphi) \approx & \\ \approx \left\{ G_{TE}(\vartheta, \varphi)_{TE} r_{00}^{(1)}(\vartheta, \varphi) + G_{TM}(\vartheta, \varphi)_{TM} r_{00}^{(1)}(\vartheta, \varphi) \right\}, & (4) \\ R_{TM}(\vartheta, \varphi) \approx & \\ \approx \left\{ G_{TE}(\vartheta, \varphi)_{TE} r_{00}^{(2)}(\vartheta, \varphi) + G_{TM}(\vartheta, \varphi)_{TM} r_{00}^{(2)}(\vartheta, \varphi) \right\}. & \end{aligned}$$

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 отлочно 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 [13].

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

Угол ϑ_{qs} между направлением распространения пространственной гармоники с номером (q, s) и осью Oz может быть вычислен по формуле

$$\Gamma_{qs} = \sqrt{k^2 - \kappa_x^2 - \kappa_y^2} = k \cos \vartheta_{qs}, \quad (5)$$

где Γ_{qs} – постоянная распространения пространственной гармоники с номером (q, s) вдоль оси Oz ; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; $\kappa_x = k \sin \vartheta \cos \varphi - \frac{2\pi q}{d_1}$; $\kappa_y = k \sin \vartheta \sin \varphi - \frac{2\pi s}{d_2} + \frac{2\pi q}{d_1} \operatorname{ctg} \chi$. Угол φ_{qs} между осью Ox и проекцией вектора \vec{k} пространственной гармоники с номером (q, s) на плоскость xOy определяется выражениями

$$\cos \varphi_{qs} = \frac{\kappa_x}{\kappa_{\perp}}, \quad \sin \varphi_{qs} = \frac{\kappa_y}{\kappa_{\perp}}, \quad (6)$$

где $\kappa_{\perp} = \sqrt{\kappa_x^2 + \kappa_y^2}$.

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

$$\begin{cases} \cos \vartheta_{qs} = \\ = \sqrt{1 - \left(\sin \vartheta \cos \varphi - \frac{q\lambda}{d_1} \right)^2 - \left(\sin \vartheta \sin \varphi - \frac{s\lambda}{d_2} \right)^2}, \\ \sin \varphi_{qs} = \\ = \frac{\sin \vartheta \sin \varphi - \frac{s\lambda}{d_2}}{\sqrt{\left(\sin \vartheta \cos \varphi - \frac{q\lambda}{d_1} \right)^2 + \left(\sin \vartheta \sin \varphi - \frac{s\lambda}{d_2} \right)^2}}. \end{cases} \quad (7)$$

Из системы (7) могут быть получены выражения для нахождения углов падения ϑ и φ :

$$\sin \vartheta \cos \varphi = \cos \varphi_{qs} \sin \vartheta_{qs} + \frac{q\lambda}{d_1}, \quad (8)$$

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

В случае, когда в свободном пространстве кроме зеркальной волны распространяется еще одна волна с индексами $q = 1$, $s = 0$, углы, определяющие направление падения отдельной пространственной гармоники, составляющей поле волнового пучка, вычисляются по формулам

$$\cos \vartheta = \sqrt{\cos^2 \vartheta_{10} - \left(\frac{\lambda}{d_1} \right)^2 - \frac{2\lambda}{d_1} \cos \varphi_{10} \sin \vartheta_{10}}, \quad (9)$$

$$\sin \varphi = \frac{\sin \varphi_{10} \sin \vartheta_{10}}{\sin \vartheta},$$

где $\vartheta_{10}, \varphi_{10}$ – углы распространения пространственной гармоники с номером (1,0).

В случае же, когда в свободном пространстве кроме зеркальной волны распространяется еще одна волна с индексами $q = 0$, $s = 1$, углы, определяющие направление падения отдельной пространственной гармоники, составляющей поле волнового пучка, вычисляются по формулам

$$\cos \vartheta = \sqrt{\cos^2 \vartheta_{01} - \left(\frac{\lambda}{d_2} \right)^2 - \frac{2\lambda}{d_2} \sin \varphi_{01} \sin \vartheta_{01}}, \quad (10)$$

$$\sin \varphi = \frac{\sin \varphi_{01} \sin \vartheta_{01} + \frac{\lambda}{d_2}}{\sin \vartheta}.$$

Таким образом, найдя связь между углами падения отдельной плоской волны ϑ , φ , составляющей поле волнового пучка, и углами распространения незеркальной гармоники, можно построить энергетические характеристики и ДН в дальней зоне для электромагнитного поля незеркального пучка.

ДН по полю и по мощности отраженных волновых пучков в дальней зоне вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} D_{n\varphi} &= |R_{TE}(\vartheta, \varphi)| \cos \vartheta, \\ D_{n\vartheta} &= |R_{TM}(\vartheta, \varphi)|, \\ D &= (D_{n\varphi})^2 + (D_{n\vartheta})^2, \end{aligned} \quad (11)$$

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

$$\begin{aligned} W_0 &= \frac{\lambda^2}{S} \times \\ &\times \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \vartheta \left[\cos^2 \vartheta |G_{TE}(\vartheta, \varphi)|^2 + |G_{TM}(\vartheta, \varphi)|^2 \right] d\vartheta d\varphi, \\ W &= \frac{\lambda^2}{S} \times \\ &\times \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin \vartheta \left\{ \cos^2 \vartheta |R_{TE}(\vartheta, \varphi)|^2 + |R_{TM}(\vartheta, \varphi)|^2 \right\} d\vartheta d\varphi. \end{aligned} \quad (12)$$

2. Численные результаты. Исследование характеристик рассеяния электромагнитного поля в режиме автоколлимационного отражения гауссова волнового пучка было проведено в зависимости от длины закороченных волноводов при падении на решетку линейно поляризованного пучка кругового сечения $w_1 = w_2 = w$. Параметры решетки имели следующие значения: $a = 0,575\lambda$; $b = 0,25\lambda$; $d_1 = 1,1\lambda$; $d_2 = 0,9\lambda$; $\chi = 90^\circ$. Гауссов волновой пучок падает на решетку под углами $\vartheta_0 = 27,05^\circ$ и $\varphi_0 = 0^\circ$, с углом поляризации $\alpha_0 = 0^\circ$. Геометрические параметры решетки и значения углов падения пучка взяты из работы [10].

Для анализа энергетических характеристик рассеянного пучка введем понятие коэффициента отражения по мощности τ_0 , определив его как отношение мощности зеркально отраженного или незеркального пучка к мощности падающего на решетку пучка. На рис. 2 и 3 приведены зависимости коэффициентов отражения по мощности от длины закороченных волноводов для зеркального и незеркального пучка и для плоской волны. Видно, что у более узкого зеркального пучка ($w/\lambda = 2,3$) потери энергии больше по сравнению с более широким пучком. Это связано с тем, что

узкий пучок по сравнению с более широким пучком при отражении от двумерно-периодической структуры порождает большее количество высших распространяющихся пространственных гармоник, уносящих энергию в направлениях, не совпадающих с направлениями отражения зеркального или автоколлимационного пучков. Однако при определенных значениях длины закороченных волноводов практически вся энергия может переходить в незеркальный пучок. Эффект автоколлимации ярче всего проявляется у более широких пучков, так как они по своим свойствам более приближены к свойствам плоской волны. Перераспределение энергии в данном случае между зеркальным пучком и пучком, отраженным в обратном направлении, составляет более 95 %.

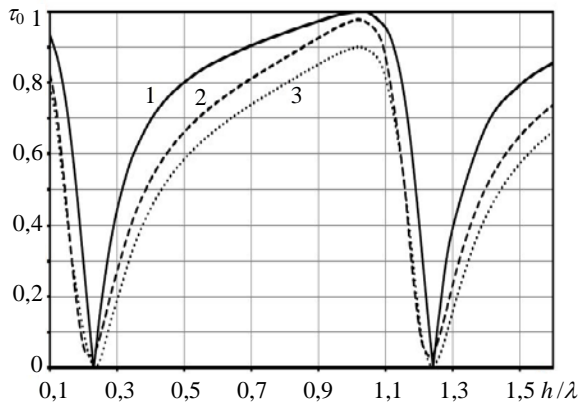


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения по мощности от длины закороченных волноводов для зеркально отраженного пучка. S-поляризация: 1 – плоская волна; 2 – волновой пучок $w/\lambda = 4,6$; 3 – волновой пучок $w/\lambda = 2,3$

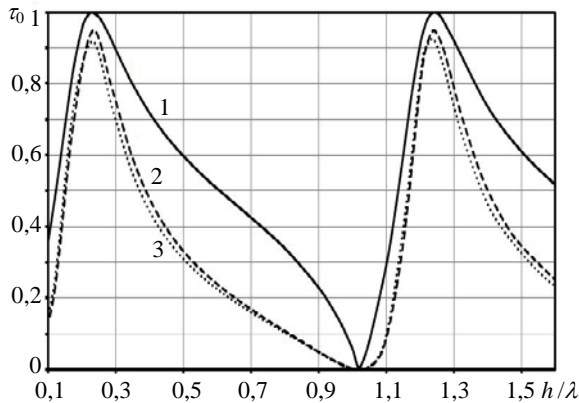
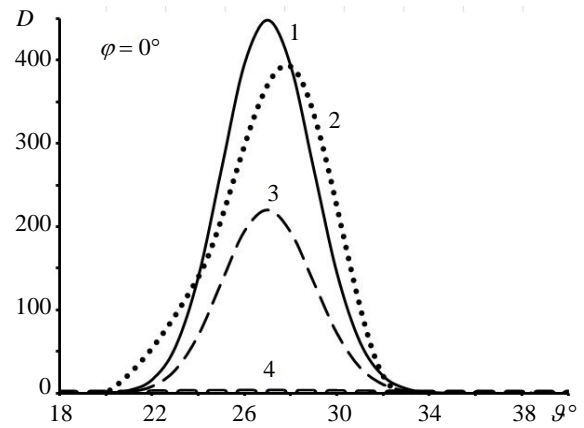


Рис. 3. Зависимость коэффициента отражения по мощности от длины закороченных волноводов для незеркально отраженного пучка. S-поляризация: 1 – плоская волна; 2 – волновой пучок $w/\lambda = 4,6$; 3 – волновой пучок $w/\lambda = 2,3$

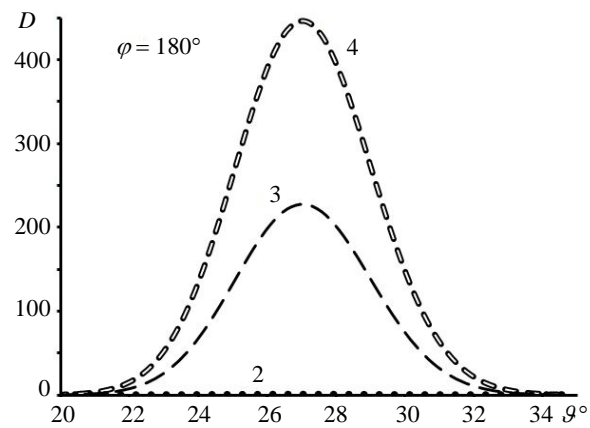
Двумерные ДН отраженных пучков позволяют проанализировать профили рассеянных полей в дальней зоне. На рис. 4 представлены ДН по мощности в дальней зоне зеркального ($\varphi = 0^\circ$)

и автоколлимационного ($\varphi = 180^\circ$) пучков, отраженных от двумерно-периодической решетки с различными длинами закороченных волноводов.

Видно, что в случае, когда вся энергия практически полностью отражается в зеркальном направлении ($h/\lambda = 1,04$), проявляется положительное (в направлении увеличения угла ϑ от значения угла падения пучка) смещение максимума ДН зеркально отраженного пучка относительно максимума ДН падающего пучка. Результаты исследований полей рассеяния более узких пучков с поперечным размером $w/\lambda = 2,3$ показывают, что смещение максимумов ДН практически не наблюдается.



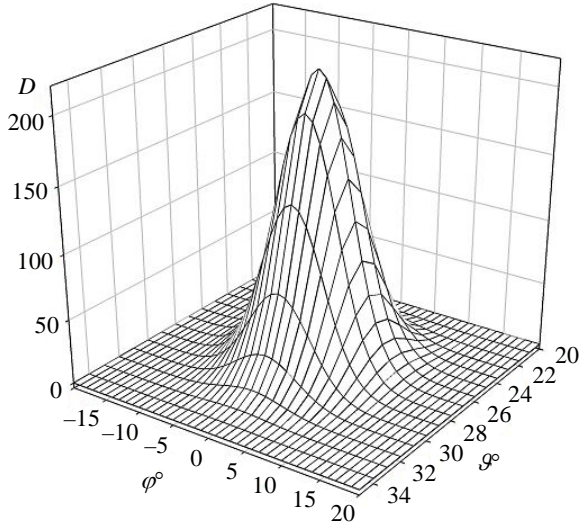
а)



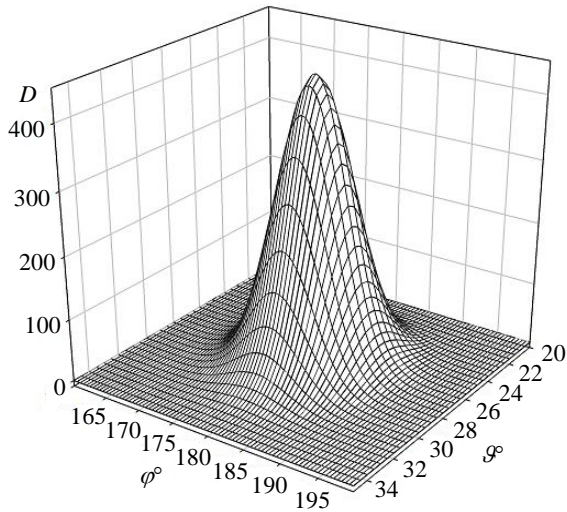
б)

Рис. 4. ДН по мощности зеркального (а) и незеркального (б) пучков в дальней зоне: 1 – падающее поле $w/\lambda = 4,6$; 2 – отраженное поле $h/\lambda = 1,04$; 3 – отраженное поле $h/\lambda = 0,4$; 4 – отраженное поле $h/\lambda = 1,24$

На рис. 5 представлены трехмерные ДН по мощности в дальней зоне зеркального пучка и пучка, отраженного в обратном направлении. Из рисунков видно, что ДН незеркального пучка не претерпевает искажений по сравнению с ДН падающего и зеркально отраженного пучков.



а)



б)

Рис. 5. ДН по мощности зеркально отраженного $w/\lambda = 4,6$, $h/\lambda = 0,4$ (а) и незеркального $w/\lambda = 4,6$, $h/\lambda = 1,24$ (б) пучков

В случае падения на решетку с аналогичными параметрами p -поляризованного пучка ($\alpha_0 = 90^\circ$) режим автоколлимации наступает при других значениях углов [10]: $\theta_0 = 33,8^\circ$, $\varphi_0 = 90^\circ$. На рис. 6, 7 представлены энергетические зависимости для зеркального и незеркального пучков. Здесь также видно, что зависимость коэффициента отражения по мощности от длины закороченных волноводов для более широкого пучка приближается к аналогичной зависимости для плоской волны.

Из рисунков видно, что максимальное значение коэффициента отражения по мощности p -поляризованного пучка не достигает единицы. Это связано с тем, что при падении p -поляризованного пучка часть энергии уносит продольная составляющая электромагнитного поля.

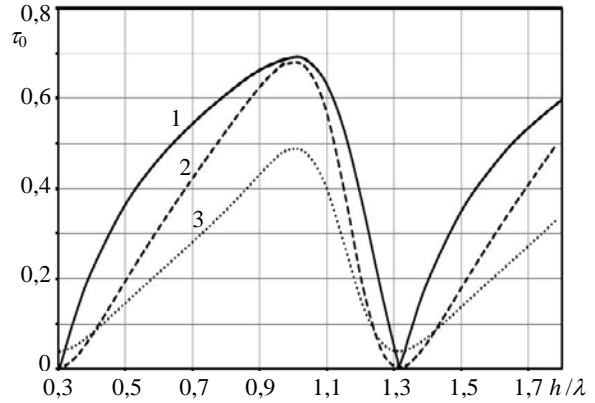


Рис. 6. Зависимость коэффициента отражения по мощности от длины закороченных волноводов для зеркально отраженного пучка. P -поляризация: 1 – плоская волна; 2 – волновой пучок $w/\lambda = 4,6$; 3 – волновой пучок $w/\lambda = 2,3$

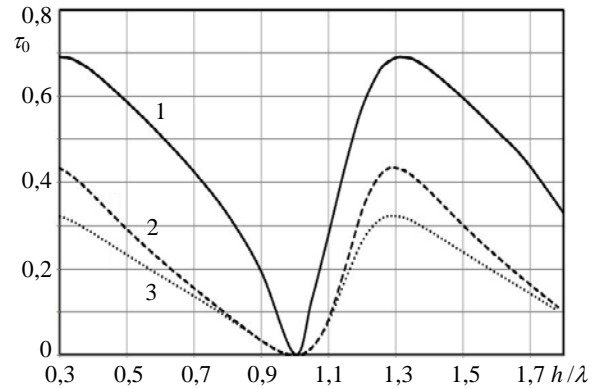


Рис. 7. Зависимость коэффициента отражения по мощности от длины закороченных волноводов для незеркально отраженного пучка. P -поляризация: 1 – плоская волна; 2 – волновой пучок $w/\lambda = 4,6$; 3 – волновой пучок $w/\lambda = 2,3$

Можно заметить, что потери энергии у p -поляризованного пучка по сравнению с потерями энергии у плоской волны больше, чем при падении s -поляризованного пучка. При p -поляризации, кроме зеркальной и автоколлимационной волны, возникают высшие распространяющиеся гармоники, амплитуды которых больше, чем амплитуды высших гармоник в случае s -поляризации, и которые также уносят часть энергии отраженного поля. Так, при падении плоской волны, составляющей поле волнового пучка, под углами, отличающимися от углов падения центрального луча пучка, например $\theta_0 = 35,8^\circ$, $\varphi_0 = 80^\circ$, возникают четыре распространяющиеся гармоники. Это зеркальная гармоника с номером (0,0), гармоника, близкая к автоколлимационной волне, с номером (0,1), распространяющаяся под углами $\theta = 33^\circ$ и $\varphi = -79,3^\circ$; и две гармоники с номерами (1,0) и (1,1), распространяющиеся под углами $\theta_{10} = 82,7^\circ$, $\varphi_{10} = 144,5^\circ$ и $\theta_{11} = 75,6^\circ$, $\varphi_{11} = -146,5^\circ$. Кроме того, происходит искажение ДН зеркального и

незеркального пучков. На рис. 8 представлены двумерные ДН в дальней зоне зеркально отраженного и незеркального пучков для случая p -поляризации. Видно, что при некоторых значениях длины закороченных волноводов происходит искажение ДН зеркального пучка и отрицательное смещение максимума ДН по сравнению с максимумом ДН падающего пучка. Искажения ДН автоколлимационного пучка в фиксированной плоскости $\varphi = \text{const}$ не наблюдается.

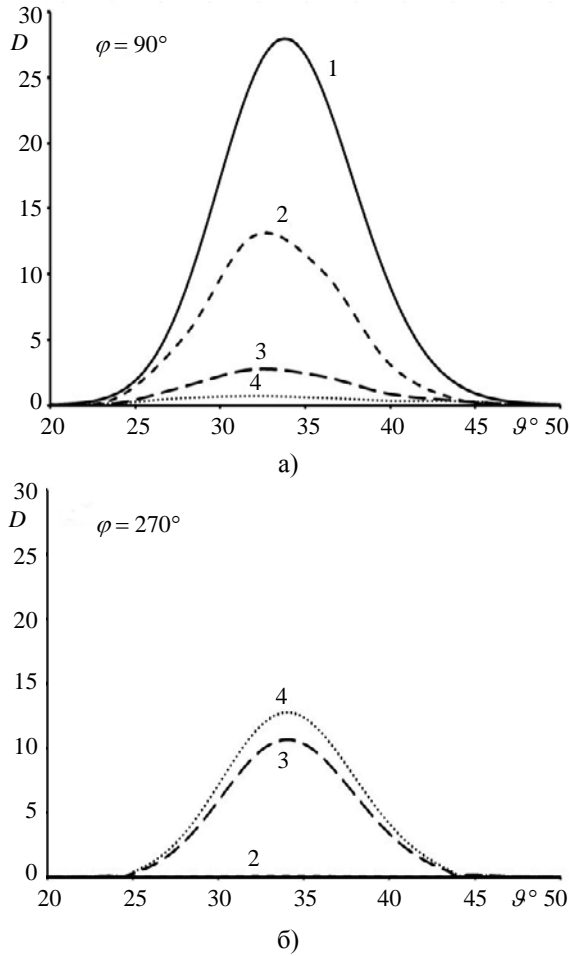


Рис. 8. ДН по мощности зеркального (а) и незеркального (б) пучков в дальней зоне: 1 – падающее поле $w/\lambda = 2,3$; 2 – отраженное поле $h/\lambda = 0,98$; 3 – отраженное поле $h/\lambda = 0,46$; 4 – отраженное поле $h/\lambda = 1,38$

На рис. 9 представлены трехмерные ДН по мощности зеркального и незеркального пучков для решетки с разными длинами закороченных волноводов. Подобные ДН зеркального пучка были получены при исследовании так называемых мнимых фазированных решеток или *Virtual Imaged Phased Array (VIPA)* в работе [14]. *VIPA* – конструкция оптического элемента, который состоит из полуполициндрической линзы и тонкой пластины из стекла, на которой формируется отражающее покрытие. Данный оптический

элемент используется при создании демультимплекторов. Было установлено, что изрезанность ДН зеркально отраженного пучка в нашем случае зависит от длины закороченных волноводов.

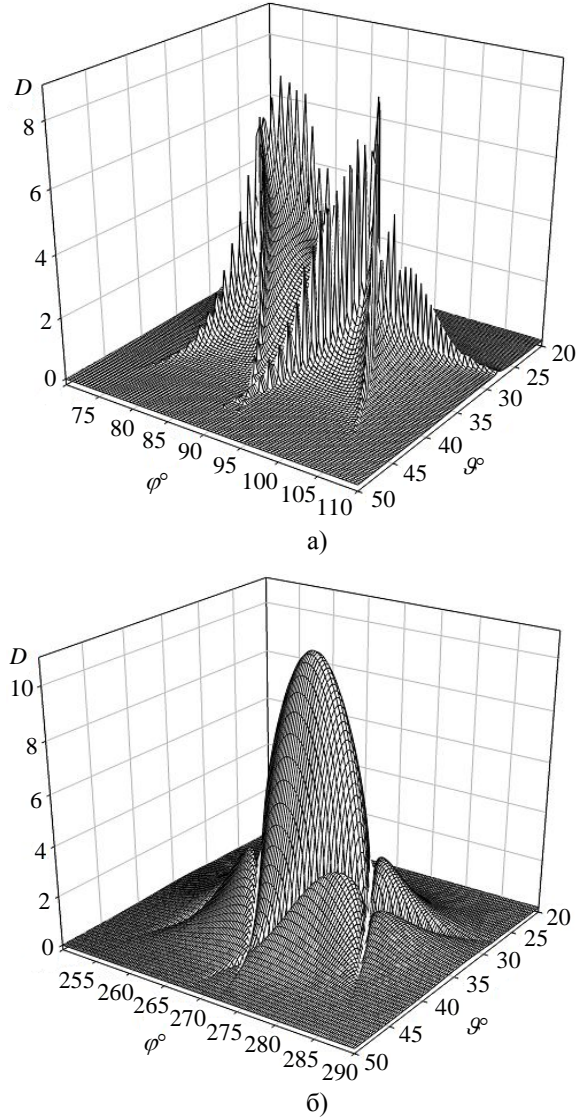


Рис. 9. ДН по мощности зеркально отраженного $w/\lambda = 2,3$, $h/\lambda = 0,46$ (а) и незеркального $w/\lambda = 2,3$, $h/\lambda = 1,38$ (б) пучков

При падении p -поляризованного пучка на отражательную решетку, вследствие появления продольной компоненты электрического поля, происходит набег фаз в волноводных каналах, что приводит к изменению амплитудно-фазового распределения поля в плоскости раскрыва решетки по сравнению со случаем s -поляризации. Изрезанность ДН уменьшается при удалении от точки скольжения. Для каждого значения пары углов φ, θ коэффициент отражения для каждой отдельной плоской волны, составляющей поле падающего волнового пучка, будет различный. Зависимость коэффициента отражения по мощ-

ности от углов падения плоской p -поляризованной волны имеет резонансный характер [15]. Это связано с тем, что при изменении значений углов появляются или исчезают высшие распространяющиеся гармоники и распределение энергии между зеркально отраженным пучком и незеркальным пучком меняется почти скачкообразно. На основании вышеизложенного можно сделать вывод о том, что для p -поляризованного пучка эффект автоколлимации не проявляется в полной мере. Происходит значительный отток энергии к гармоникам высших порядков.

Выводы. Исследованы основные энергетические характеристики электромагнитных полей гауссовых волновых пучков, рассеянных на двумерно-периодической отражательной решетке из закороченных волноводов прямоугольного сечения в режиме автоколлимации. В случае s -поляризации падающего пучка показана возможность практически полного преобразования мощности падающего гауссова волнового пучка в мощность автоколлимационного пучка. Представленные результаты дают возможность определить, при каких параметрах падающего пучка и решетки можно получить эффект полной автоколлимации. Исследование дифракции p -поляризованного волнового пучка в режиме автоколлимации показало, что потери энергии у p -поляризованного пучка по сравнению с потерями энергии у плоской волны, больше, чем при падении s -поляризованного пучка. Проведенный анализ формы ДН рассеянного поля позволяет определить, при каких параметрах падающего волнового пучка решетка проявляет резонансные свойства в наибольшей мере, что приводит к изрезанности ДН отраженного поля по мощности. Впервые получены энергетические характеристики и трехмерные ДН по мощности в дальней зоне для незеркального волнового пучка. Исследованы условия, при которых происходят искажения ДН зеркального и незеркального пучков. Представленные результаты нельзя интерпретировать как предельно достижимые, поскольку исследования проводились в ограниченной области изменения параметров падающего пучка и отражательной решетки.

Библиографический список

1. Белоус О. И. Е-поляризованные колебания в открытом резонаторе с эшелеттным зеркалом / О. И. Белоус, А.И. Фисун // Письма в журн. техн. физики. – 1996. – 22, вып. 2. – С. 81–86.
2. Дифракция волн на решетках / В. П. Шестопапов, Л. Н. Литвиненко, С. А. Масалов, В. Г. Сологуб. – Х.: Изд-во Харьк. гос. ун-та, 1973. – 287 с.
3. Дифракционные решетки / В. П. Шестопапов, А. А. Кириленко, С. А. Масалов, Ю. К. Сиренко. – К.: Наук. думка, 1986. – 232 с.
4. 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.

5. Кириленко А. А. Незеркальное отражение волн периодическими дифракционными решетками / А. А. Кириленко, А. П. Кусайкин, Ю. К. Сиренко. – Х.: ИРЭ, 1983. – 33 с. – (Препр. / АН УССР, Ин-т радиофизики и электрон.; № 212).
6. Масалов С. А. Резонансное рассеяние света на эшелетте в случае автоколлимации / С. А. Масалов // Укр. физ. журн. – 1977. – 22, № 9. – С. 1497–1501.
7. 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.
8. 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.
9. Кусайкин А. П. Эффект широкополосного квазиполного автоколлимационного кросс-поляризаационного преобразования волн / А. П. Кусайкин, П. Н. Мележик, А. Е. Поединчук // Письма в журн. техн. физики. – 2005. – 31, вып. 9. – С. 43–49.
10. 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.
11. 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.
12. 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.
13. Грибовский А. В. Расчет характеристик рассеяния гауссовых волновых пучков на двумерно-периодических структурах / А. В. Грибовский, О. А. Елисеев // Радиофизика и радиоастрономия. – 2011. – 16, № 3. – С. 282–291.
14. Mokhtari A. Rigorous 3D vectorial Gaussian beam modeling of demultiplexing performance of virtually-imaged-phased-arrays / A. Mokhtari, A. A. Shishegar // Progress in Electromagnetics Research M. – 2010. – 13. – P. 1–16.
15. Грибовский А. В. Дифракция гауссового волнового пучка на отражательной решетке из закороченных прямоугольных волноводов / А. В. Грибовский, О. А. Елисеев // Радиофизика и радиоастрономия. – 2012. – 17, № 3. – С. 264–275.

Рукопись поступила 06.12.12 г.

A. V. Gribovsky, O. A. Yeliseyev

THE AUTOCOLLIMATION MODE OF 3D GAUSSIAN BEAM REFLECTED FROM THE 2D-PERIODIC ARRAY OF SHORTED RECTANGULAR WAVEGUIDES

While making the up-to-date spectroscopic instrumentations, mainly the reflective diffraction arrays operating in the autocollimation mode are used. The use of reflective arrays of waveguide type in autocollimation mode for designing various devices can give an essential advantage, in comparison with arrays of not waveguide type. Examinations of dispersion of Gaussian wave beams on two-dimensional-periodic array in an autocollimation mode have not been conducted before. Exploring performances of dispersion of an electromagnetic field at slope of 3D Gaussian wave beam on 2D-periodic structure it is necessary to determine the angles under which not specular beam is spread. To construct energy dependences of a beam, far-field pattern the new algorithm is required, which differs from the algorithm used during the analysis of energy properties of a specular beam. The

autocollimation mode is explored at reflection of three-dimensional Gaussian wave beam on 2D-periodic array from the short-circuited wave guides of rectangular section. Effects for slope cases p - and s -polarized beam of circular section on an array with a rectangular end are presented. The dependences of power reflectivities on the length of the short-circuited wave guides for specular and not specular beams are calculated. The dependences of pattern shape of reflected beams in far zone on parameters of an array and an incident beam are explored.

The 3D patterns on power of specular and not specular beams in far zone are calculated. The physical explanation of effects of redistribution of energy between a specular and not specular beam is offered. The effect of pattern split of a reflected beam is established. For the first time energy performances and 3D patterns in far zone for not specular beam are gained. The analysis of the gained effects allows to determine at what parameters of an incident beam and a reflective array approximation of an incident field of a beam by a plane wave field is possible.

Key words: nonspecular reflection, autocollimation mode, 3D Gaussian wave beam, short-circuited rectangular waveguide.

О. В. Грибовський, О. О. Єлісеєв

РЕЖИМ АВТОКОЛІМАЦІЇ ПРИ ВІДБИТТІ
ТРИВИМІРНОГО ГАУССОВА ПУЧКА
ВІД ДВОВИМІРНО-ПЕРІОДИЧНОЇ ГРАТКИ
ІЗ ЗАКОРОЧЕНИХ ПРЯМОКУТНИХ
ХВИЛЕВОДІВ

При створенні сучасних спектральних приладів використовуються, головним чином, відбивні дифракційні ґратки, що працюють в режимі автоколімації. Використання від-

бивних ґраток хвилеводного типу в режимі автоколімації для конструювання різних приладів має суттєву перевагу в порівнянні з ґратками нехвилеводного типу. Дослідження розсіювання гауссових хвильових пучків на двовимірно-періодичних ґратках в режимі автоколімації раніше не проводилися. Досліджуючи характеристики розсіювання електромагнітного поля при падінні тривимірного гауссова хвильового пучка на двовимірно-періодичну структуру необхідно визначити кути, під якими поширюється недзеркальний пучок. Для побудови енергетичних залежностей пучка, діаграм направленостей (ДН) в далекій зоні потрібен новий алгоритм, що відрізняється від того, який використовується при аналізі енергетичних властивостей дзеркального пучка. Досліджено режим автоколімації при відображенні тривимірного гауссова хвильового пучка від двовимірно-періодичних ґраток із закорочених хвилеводів прямокутного перерізу. Подано результати для випадків падіння p - і s -поляризованого пучка кругового перерізу на ґратки з прямокутною сіткою. Розраховано залежності коефіцієнтів відображення по потужності від довжини закорочених хвилеводів для дзеркального й недзеркального пучків. Досліджено залежності форми ДН відбитих пучків в далекій зоні від параметрів ґратки й пучка, що падає. Розраховано тривимірні ДН по потужності дзеркального і недзеркального пучків в далекій зоні. Дано фізичне пояснення ефектів перерозподілу енергії між дзеркальним і недзеркальним пучком. Встановлено ефект розщеплювання ДН відбитого пучка. Уперше отримано енергетичні характеристики і тривимірні ДН в далекій зоні для недзеркального пучка. Аналіз отриманих результатів дає можливість визначити, при яких параметрах падаючого пучка і відбивної ґратки можлива апроксимація поля пучка, що падає, полем плоскої хвилі.

Ключові слова: недзеркальне відбиття, режим автоколімації, тривимірний гауссовий пучок, закорочений прямокутний хвилевід.