

РАСПРОСТРАНЕНИЕ, ДИФРАКЦИЯ И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

УДК 537.874.6

А. В. ГРИБОВСКИЙ, О. А. ЕЛИСЕЕВ

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

АНОМАЛЬНОЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ГАУССОВА ВОЛНОВОГО ПУЧКА ЧЕРЕЗ ЗАПРЕДЕЛЬНЫЕ ПРЯМОУГОЛЬНЫЕ ОТВЕРСТИЯ В ПЛОСКОМ ЭКРАНЕ КОНЕЧНОЙ ТОЛЩИНЫ, ПОДДЕРЖИВАЮЩЕМ РЕЖИМ ЗАПЕРТОЙ МОДЫ

Рассматривается режим аномального прохождения и режим запертой моды при рассеянии трехмерного гауссова волнового пучка на двумерно-периодической двухэлементной полупрозрачной решетке из отрезков прямоугольных волноводов. Представлены результаты для случая нормального падения линейно поляризованного пучка кругового сечения на решетку с прямоугольной сеткой. Исследована зависимость коэффициентов отражения по мощности от длины волны в режиме запертой моды и в случае аномального прохождения. Показаны и проанализированы различия в поведении зависимостей коэффициента отражения плоской волны и волновых пучков с различными линейными размерами. Показана зависимость формы диаграммы направленности отраженного и прошедшего пучка в дальней зоне от длины волны. Дано объяснение эффекту сужения диаграммы направленности рассеянного поля относительно диаграммы направленности поля падающего пучка.

Ключевые слова: трехмерный гауссов волновой пучок, двумерно-периодические структуры, диаграмма направленности, электродинамические характеристики

1. Введение

Исследование электродинамических свойств двумерно-периодических двухэлементных экранов конечной толщины с прямоугольными отверстиями открыло широкие перспективы для их использования в различных устройствах СВЧ в качестве фильтров, частотно-селективных поверхностей и преобразователей поляризации электромагнитных волн [1, 2]. В результате этих исследований были обнаружены и детально исследованы такие эффекты, как аномальное прохождение плоских электромагнитных волн через запердельные прямоугольные отверстия в плоском идеально проводящем экране конечной толщины [3] и резонансы на запертых модах.

Изначально эффект аномально высокого прохождения электромагнитной волны сквозь перфорированный экран был обнаружен для реаль-

ных металлов в оптическом диапазоне длин волн. Причиной его появления посчитали возбуждение падающим полем поверхностных плазмон-поляритонов, которые распространяются вдоль поверхности неидеального металла и взаимодействуют сквозь отверстия. При дальнейших исследованиях оказалось, что для периодических структур с бесконечной проводимостью наблюдается не просто высокий уровень прохождения плоской волны, а полное прохождение. Поэтому возникла необходимость более детального исследования этого эффекта [4]. Тогда обратили внимание на периодичность структуры и привлекли теорию поверхностных волн, что позволило объяснить причину появления аномального прохождения вне зависимости от материальных характеристик экрана, в том числе и в случае идеальной проводимости. В работе [5] было установлено, что природа высокодобротных резонансов аномального прохождения электромагнитных волн через

запердельные прямоугольные отверстия в идеально проводящем экране конечной толщины связаны с возбуждением поверхностных гармоник большой амплитуды и сильной локализацией электромагнитного поля в отверстиях.

В последнее время появились новые подходы, которые трактуют сущность аномального прохождения на базе классических понятий микроволновой техники и предлагают единое объяснение для всех электродинамических структур. Так, в [6] используется теория эквивалентных цепей, которая была применена для случая одномерных и двумерных периодических экранов. В работе [7] для объяснения эффекта аномального прохождения через круглые запердельные отверстия была использована спектральная теория.

Среди множества привлекательных для приложений электродинамических свойств двухэлементных периодических решеток особый интерес представляет показанная сравнительно недавно возможность существования в них высокочастотных резонансов на запертых модах. Эти колебания при определенных условиях возбуждаются в плоских периодических в двух направлениях структурах. Этот тип резонансов связан с возбуждением на металлических элементах структуры противофазных токов, что приводит к снижению радиационных потерь и, как следствие, к более высокой, чем у обычных резонансов, добротности. Резонансы на запертых модах возбуждаются также в структурах, содержащих два и более примерно равных по размеру и подобных по форме отверстия в базовой ячейке двумерно-периодической структуры. Уникальные свойства резонансов на запертых модах обусловили интерес к ним при проектировании периодических структур, предназначенных для работы в инфракрасном и терагерцовом диапазонах. Резонансы отражения и прохождения в режиме запертой моды характеризуются сильной локализацией электромагнитного поля вблизи поверхности структуры и оказываются значительно более добротными, чем обычные размерные резонансы. В настоящее время свойства этих резонансов и условия их возникновения в металлодиэлектрических периодических структурах в ближнем инфракрасном диапазоне хорошо изучены [8, 9]. Исследование резонансов на запертых модах в идеально проводящем плоском двухэлементном экране конечной толщины с прямоугольными отверстиями проведено в [2].

В работах, посвященных изучению описанных выше эффектов, рассматривались в основном задачи дифракции плоских электромагнитных волн на двумерно-периодических структурах. В настоящей работе исследуются резонансы на запертой моде и эффект аномального прохождения электромагнитных волн для случая рассеяния трехмерного волнового гауссова пучка на плоском двухэлементном экране конечной толщины с прямоугольными отверстиями. Для изучения электродинамических свойств рассеянных полей и сравнительного анализа энергетических характеристик плоской волны и волнового пучка был использован алгоритм, разработанный в работах [10, 11].

2. Постановка задачи

Пусть на двумерно-периодический идеально проводящий экран конечной толщины с двухэлементной базовой ячейкой с прямоугольными отверстиями, расположенный в плоскости xOy , из полупространства $z > 0$ нормально падает линейно поляризованный 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. В решетке с прямоугольной сеткой $\chi = 90^\circ$. Прямоугольные отверстия в экране конечной толщины можно рассматривать как отрезки волноводов прямоугольного сечения. В выбранном частотном диапазоне в волноводах распространяется либо только основная TE_{10} -волна, либо волноводы являются запердельными. В свободном пространстве распространяется одна пространственная гармоника. Требуется найти электромагнитное поле, рассеянное двумерно-периодической структурой в свободное пространство.

На рис. 1, *a–в* схематически изображен нормально падающий волновой пучок и исследуемая структура с косоугольной сеткой. Базовая ячейка структуры содержит два отрезка прямоугольных волноводов разных поперечных сечений, широкие и узкие стенки которых взаимно параллельны. Здесь d_1 и d_2 – периоды решетки, $a_{1,2}$ и $b_{1,2}$ – поперечные размеры волноводных каналов вдоль оси Ox и Oy соответственно, h – толщина экрана (длина волноводов). Координаты центров волно-

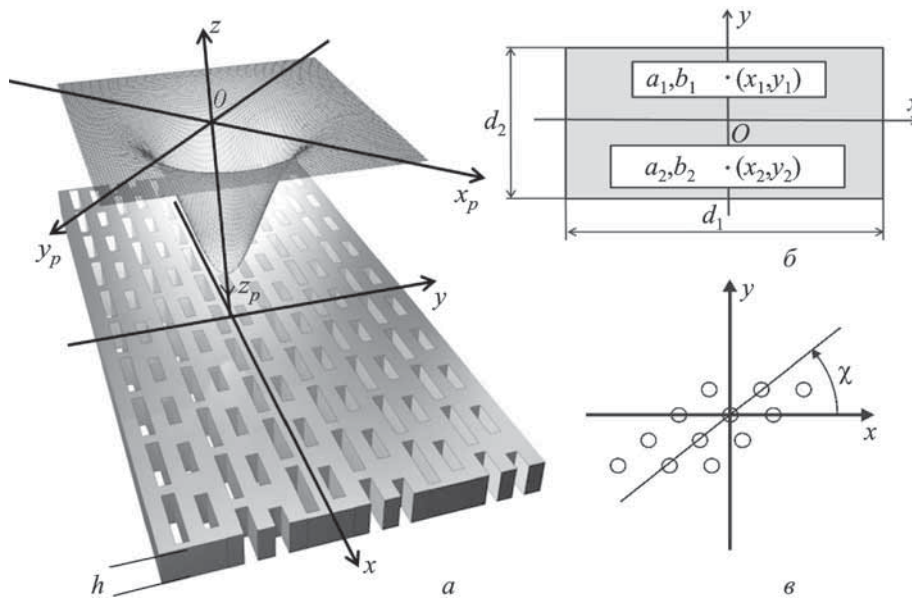


Рис. 1. Нормальное падение гауссова волнового пучка на двумерно-периодическую структуру (а), базовая ячейка структуры (б), косоугольная решетка (в)

водов 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:

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

где $S = d_1 \times d_2$ – площадь базовой ячейки решетки; w_x, w_y – параметры, определяющие эффективные поперечные размеры пучка в плоскости $z_p = 0$; $\vec{e}_{xp}, \vec{e}_{yp}$ – единичные орты в системе координат (x_p, y_p, z_p) . Угол поляризации α_0 определен в системе координат (x_p, y_p, z_p) , связанной с пучком. В случае нормального падения пучка на решетку выбранное направление поляризации в пучке совпадает с направлением оси $-Oy$. 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.

Поперечные компоненты электрического поля падающего и отраженного пучков представим в

виде суммы поперечных компонент полей двух волновых TE и TM пучков. Каждое из этих слагаемых представим в виде разложений в интегралы Фурье по плоским TE и TM волнам:

$$\begin{aligned} \vec{E}_t^i(x, y, z) = & \frac{1}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_1(\xi, \zeta) \frac{\xi \vec{e}_x - \zeta \vec{e}_y}{\sqrt{\xi^2 + \zeta^2}} e^{ik(x\xi + y\xi - \gamma z)} d\xi d\zeta + \\ & + \frac{1}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} G_2(\xi, \zeta) \frac{\zeta \vec{e}_x + \xi \vec{e}_y}{\sqrt{\xi^2 + \zeta^2}} e^{ik(x\xi + y\xi - \gamma z)} d\xi d\zeta, \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vec{E}_t^r(x, y, z) = & \frac{1}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_1(\xi, \zeta) e^{ik(x\xi + y\xi + \gamma z)} \frac{\xi \vec{e}_x - \zeta \vec{e}_y}{\sqrt{\xi^2 + \zeta^2}} d\zeta d\xi + \\ & + \frac{1}{\sqrt{S}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_2(\xi, \zeta) e^{ik(x\xi + y\xi + \gamma z)} \frac{\zeta \vec{e}_x + \xi \vec{e}_y}{\sqrt{\xi^2 + \zeta^2}} d\zeta d\xi, \quad (3) \end{aligned}$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $\gamma(\xi, \zeta) = \sqrt{1 - \xi^2 - \zeta^2}$, λ – длина волны в свободном пространстве, $G_{1,2}(\xi, \zeta)$ – известные спектральные функции падающих TE и TM пучков, $R_{1,2}(\xi, \zeta)$ – неизвестные спектральные функции. Индекс “1” соответствует s -поляризованному (TE) волновому пучку, а индекс

“2” – p - поляризованному (ТМ) волновому пучку. Функции $R_1(\xi, \zeta)$ и $R_2(\xi, \zeta)$ вычисляются по формулам [10]:

$$R_1(\xi, \zeta) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \{G_1(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TE} r_{qs}^{(1)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta}) + G_2(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TM} r_{qs}^{(1)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})\},$$

$$R_2(\xi, \zeta) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \{G_1(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TE} r_{qs}^{(2)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta}) + G_2(\hat{\xi}, \hat{\zeta})_{TM} r_{qs}^{(2)}(\hat{\xi}, \hat{\zeta})\},$$

где $\hat{\xi} = \xi + \frac{s}{\kappa_2} - \frac{q \operatorname{ctg}(\chi)}{\kappa_1}$; $\hat{\zeta} = \zeta + \frac{q}{\kappa_1}$; $\kappa_1 = d_1/\lambda$; $\kappa_2 = d_2/\lambda$; $\xi = \sin \vartheta \sin \varphi$; $\zeta = \sin \vartheta \cos \varphi$; $r_{qs}^{(1,2)}$ – элементы обобщенных матриц рассеяния, известные коэффициенты отражения двумерно-периодической структуры, найденные из решения ключевых векторных задач дифракции спектров плоских TE и TM электромагнитных волн на исследуемой структуре; ϑ, φ – углы падения отдельной пространственной TE - или TM -гармоники с амплитудой $G_1(\hat{\xi}, \hat{\zeta})$ и $G_2(\hat{\xi}, \hat{\zeta})$ соответственно.

Мощность падающего пучка вычисляется с помощью формулы:

$$W_0 = \frac{\lambda^2}{S} \times \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sin \vartheta \left[\cos^2 \vartheta |G_1(\vartheta, \varphi)|^2 + |G_2(\vartheta, \varphi)|^2 \right] d\vartheta d\varphi,$$

где $G_1(\vartheta, \varphi)$, $G_2(\vartheta, \varphi)$ – известные спектральные функции падающего пучка. Выражение для мощности зеркально отраженного пучка имеет вид:

$$W = \frac{\lambda^2}{S} \times \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \sin \vartheta \left\{ \cos^2 \vartheta |R_1(\vartheta, \varphi)|^2 + |R_2(\vartheta, \varphi)|^2 \right\} d\vartheta d\varphi.$$

Диаграммы направленности отраженного пучка в дальней зоне по полю E_φ , E_ϑ и по мощности находятся с помощью выражений:

$$D_{n\varphi} = |R_1(\vartheta, \varphi)| \cos \vartheta, \quad D_{n\vartheta} = |R_2(\vartheta, \varphi)|,$$

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

3. Численные результаты

Исследования свойств электромагнитных полей, рассеянных полупрозрачной двухэлементной решеткой из отрезков прямоугольных волноводов при нормальном падении линейно поляризованного гауссова волнового пучка, будем проводить для пучков кругового сечения, диаметры которых в плоскости решетки равны $w_1 = 25$ мм и $w_2 = 13$ мм. Решетка с прямоугольной сеткой и квадратными базовыми ячейками имеет следующие геометрические параметры: $d_1 = d_2 = 6$ мм, $a_2 = 5$ мм, $b_2 = 1$ мм, $x_2 = 0$, $y_2 = 2$ мм, $a_1 = 4.8$ мм, $b_1 = 1$ мм, $x_1 = 0$, $y_1 = -2$ мм, $h = 12$ мм, $\chi = 90^\circ$. Толщина экрана и параметры ячейки были выбраны идентичными параметрам структуры, исследованной в работе [3], поскольку значения длин волн, при которых наблюдаются резонансы отражения и прохождения электромагнитного поля, зависят от геометрических размеров базовой ячейки и толщины экрана.

При выбранных геометрических параметрах волноводных каналов критические длины волн первого и второго прямоугольных волноводов равны $\lambda_c^{(2)} = 10$ мм и $\lambda_c^{(1)} = 9.6$ мм. Поляризация в падающем пучке $\alpha_0 = 0^\circ$ выбрана таким образом, чтобы вектор электрического поля был параллелен узким стенкам волноводных каналов. При такой поляризации падающего пучка происходит наиболее эффективное возбуждение основной волны в волноводных каналах.

Для анализа энергетических характеристик зеркально отраженного пучка введем понятие коэффициента отражения по мощности R_W , определив его как отношение мощности зеркально отраженного поля к мощности падающего на решетку пучка. На рис. 2 представлены зависимости коэффициентов отражения по мощности от длины волны для плоской волны и пучков с разными поперечными размерами. Кружками на горизонтальной оси отмечены резонансы прохождения на запертых модах и аномальный резонанс полного прохождения электромагнитной волны через запердельные прямоугольные отверстия.

Из рисунка видно, что зависимости коэффициентов отражения по мощности для волновых пучков и плоской волны имеют некоторые отличия. Остановимся более подробно на исследовании зависимостей коэффициентов отражения по мощ-

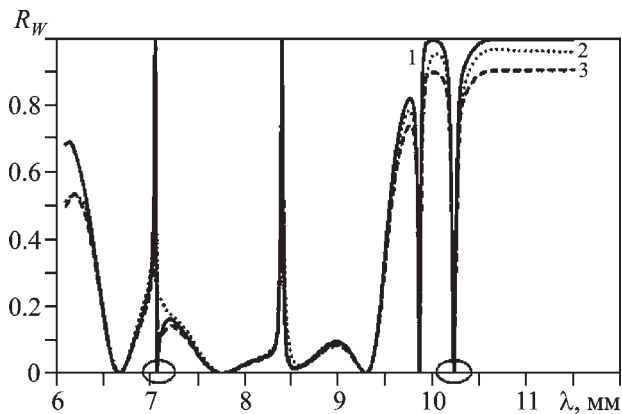


Рис. 2. Зависимость коэффициентов отражения по мощности от длины волны для плоской волны (кривая 1) и волновых пучков диаметром $w_2 = 13$ мм (кривая 2) и диаметром $w_1 = 25$ мм (кривая 3)

ности в диапазонах длин волн, где наблюдаются резонансы на запертых модах и аномальный резонанс полного прохождения для плоской волны.

На рис. 3 представлены зависимости коэффициентов отражения по мощности от длины волны для плоской волны и волновых пучков различных диаметров в диапазоне длин волн, где наблюдаются резонансы на запертых модах. Видно значительное различие зависимостей для плоской волны и волновых пучков. Даже у волнового пучка, значение диаметра которого приблизительно равно десяти периодам структуры, не наблюдаются резонансы полного отражения и полного прохождения на длинах волн, соответствующих резонансам на запертых модах для плоской волны. Численные исследования показали, что различия между коэффициентами отражения и прохождения в режиме запертых мод ($\lambda = 7.055$ мм) для волнового пучка и плоской волны практически исчезают при размере диаметра пучка, приблизительно равном семнадцати периодам исследуемой структуры.

Причина различий в поведении коэффициентов отражения по мощности плоской волны и волнового пучка заключается в следующем. Падающий и отраженный волновые пучки в соответствии с выражениями (2) и (3) представляются в виде бесконечных наборов плоских линейно поляризованных электромагнитных TE и TM волн, падающих и отраженных от периодической структуры под различными углами ϑ , φ .

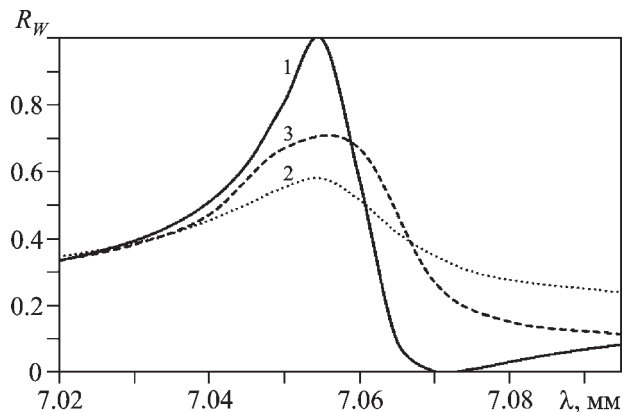


Рис. 3. Зависимости коэффициентов отражения по мощности от длины волны для плоской волны (кривая 1) и волновых пучков диаметром $w_2 = 13$ мм (кривая 2) и диаметром $w_1 = 25$ мм (кривая 3) в области резонансов на запертых модах

Коэффициент отражения отдельной плоской TE - или TM -волны, составляющей поле волнового пучка при фиксированной длине волны, зависит от ее углов падения. Как показали исследования частотно-селективных свойств рассматриваемой двумерно-периодической структуры при наклонном падении плоской электромагнитной волны на экран [5], значения частот высокочастотных резонансов на запертых модах и частоты резонанса аномального прохождения сдвигаются либо в область более высоких частот, либо в область более низких частот в зависимости от угла падения и от способа возбуждения экрана TE - или TM -волной. Так, при наклонном падении плоской TE -волны графики частотных зависимостей коэффициента отражения сдвигаются в область более высоких частот, а при падении TM -волны – в область более низких частот, чем в случае нормального падения. В результате чего изменяются значения резонансных длин волн, соответствующих режимам на запертой моде и режиму аномального прохождения. С увеличением угла падения увеличивается и сдвиг частотной характеристики коэффициента отражения плоской волны. При увеличении диаметра пучка уменьшается диапазон изменения углов падения плоских волн, составляющих поле волнового пучка. Его спектральные функции $G_1(\vartheta, \varphi)$ и $G_2(\vartheta, \varphi)$ приближаются к дельта-функции, а структура поля волнового пучка приближается к структуре плоской

волны. Поэтому при увеличении диаметра пучка зависимость его коэффициента отражения по мощности от длины волны приближается к зависимости коэффициента отражения по мощности для плоской волны. При уменьшении диаметра пучка увеличивается диапазон изменения углов падения плоских волн, составляющих поле волнового пучка, и различия между коэффициентами отражения плоской волны и волнового пучка увеличиваются.

В области значений длин волн, где наблюдается эффект аномального прохождения электромагнитного поля через запердельные прямоугольные отверстия (см. рис. 4), также наблюдаются различия между коэффициентами отражения волновых пучков и плоской волны. Однако различия в этом случае несколько меньше, чем в случае резонансов на запертых модах. Это объясняется тем, что резонансы на запертых модах имеют более высокую добротность, чем резонанс аномального прохождения, и значение коэффициента отражения волнового пучка в этом случае приближается к значению коэффициента отражения плоской волны при меньшем размере его диаметра, чем в случае резонансов на запертых модах.

При использовании двумерно-периодических структур в квазиоптических устройствах необходимо знать, какая часть энергии рассеянного поля пучка дойдет до следующего элемента устройства, например, зеркала открытого резонатора. Поскольку расстояния между отдельными эле-

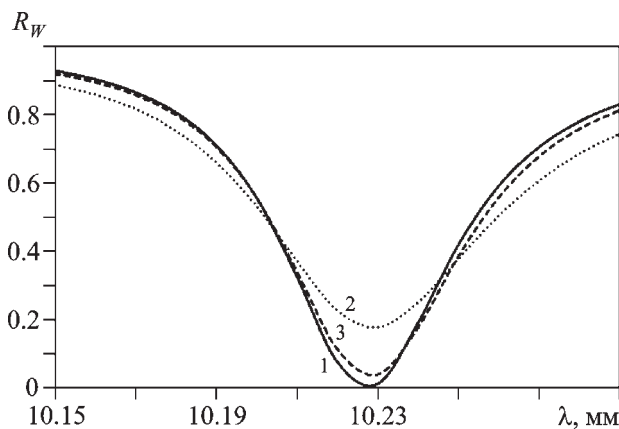


Рис. 4. Зависимости коэффициентов отражения по мощности от длины волны для плоской волны (кривая 1) и волновых пучков диаметром $w_2 = 13$ мм (кривая 2) и диаметром $w_1 = 25$ мм (кривая 3) в области аномального прохождения через запердельные отверстия

ментами квазиоптических устройств составляют десятки длин волн, представляет интерес исследование диаграмм направленности рассеянных волновых пучков в дальней зоне.

На рис. 5 и рис. 6 представлены диаграммы направленности в дальней зоне по мощности и по полю соответственно для пучка с диаметром $w_2 = 13$ мм при длине волны $\lambda = 7.055$ мм, соответствующей резонансу полного отражения для плоской волны в режиме запертой моды.

Диаграммы направленности по полю E_φ построены в плоскости $\varphi = 0^\circ$, а по полю E_ϑ – в плоскости $\varphi = 90^\circ$. Из рисунков видно, что формы диаграмм направленности отраженного и прошедшего пучков значительно отличаются от формы

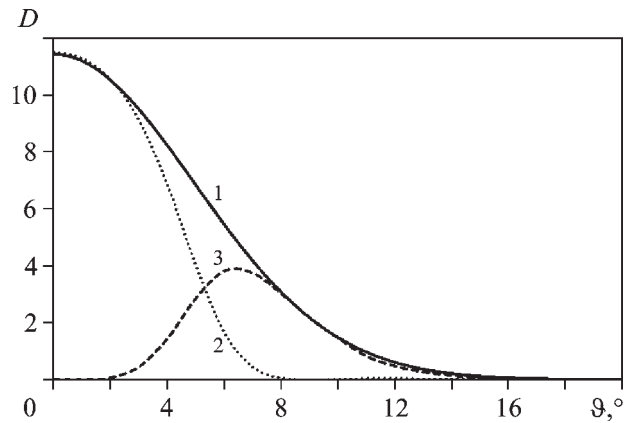


Рис. 5. Диаграммы направленности по мощности падающего (кривая 1), отраженного (кривая 2) и прошедшего (кривая 3) волновых пучков в плоскости $\varphi = 0^\circ$ при $\lambda = 7.055$ мм

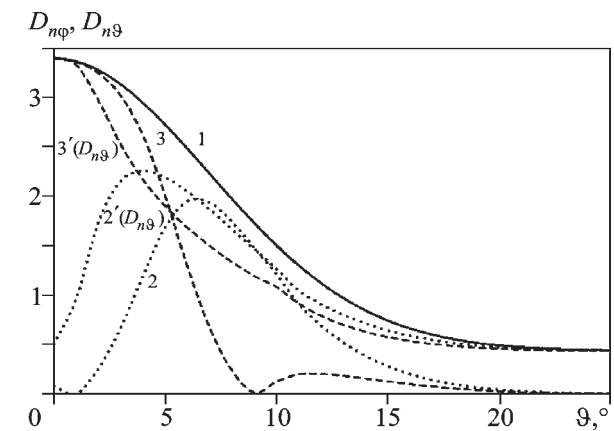


Рис. 6. Диаграммы направленности по полю падающего (кривая 1), прошедшего (кривые 2 и $2'(D_{n\vartheta})$) и отраженного (кривые 3 и $3'(D_{n\vartheta})$) пучков при $\lambda = 7.055$ мм

диаграммы направленности падающего пучка. Происходит сужение диаграмм направленности отраженного электромагнитного поля, а диаграммы направленности прошедшего поля претерпевают искажения – появляются провалы в центре и нарушается симметрия в ортогональных плоскостях.

Эффект сужения диаграмм направленности связан с увеличением степени взаимодействия между соседними волноводными каналами на резонансных частотах. Это происходит за счет сильной локализации электромагнитного поля в волноводах. В этом случае эффективная излучающая поверхность экрана увеличивается, по сравнению с поперечными размерами падающего пучка, что и приводит к более узкой диаграмме направленности рассеянного поля, чем диаграмма направленности падающего пучка.

Для более детального исследования рассеянных полей в дальней зоне нами были рассчитаны трехмерные диаграммы направленности. На рис. 7, а–в представлены трехмерные диаграммы направленности по мощности падающего, отраженного и прошедшего пучков при длине волны $\lambda = 7.055$ мм.

Из рисунков видно, что на трехмерной диаграмме направленности отраженного пучка также наблюдается эффект сужения диаграммы, а трехмерная диаграмма направленности прошедшего пучка является более информативной, чем двумерная. Здесь четко видно, что диаграмма направленности прошедшего пучка является многолепестковой и несимметричной.

Аналогичные исследования были проведены на длине волны $\lambda = 10.227$ мм, соответствующей аномальному прохождению плоской волны через заперделные прямоугольные отверстия в двухэлементном экране конечной толщины. На рис. 8 представлены диаграммы направленности по полю рассеянных пучков в дальней зоне. Здесь наблюдается сужение диаграмм направленности прошедшего пучка и искажение диаграмм направленности отраженного пучка.

На рис. 9 а, б представлены трехмерные диаграммы направленности по мощности отраженного и прошедшего пучков при длине волны $\lambda = 10.227$ мм. Видно, что форма диаграммы направленности отраженного пучка в режиме аномального прохождения имеет вид диаграммы направленности прошедшего пучка в режиме

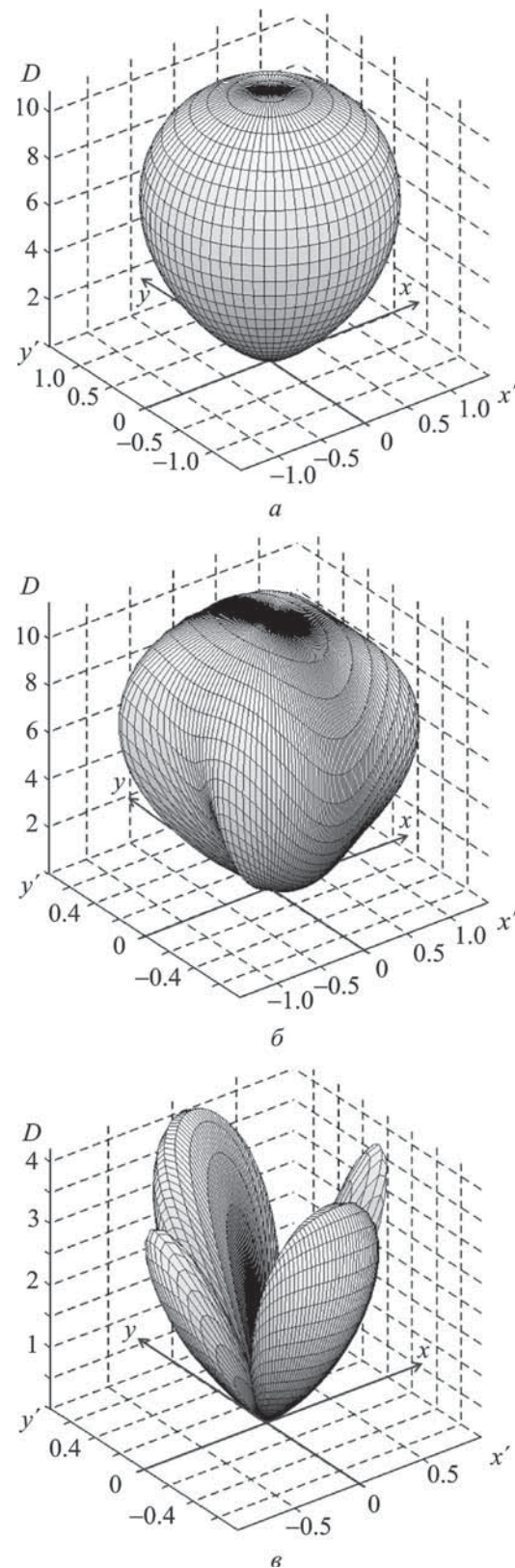


Рис. 7. Трехмерные диаграммы направленности по мощности падающего (а), отраженного (б) и прошедшего (в) пучков при $\lambda = 7.055$ мм

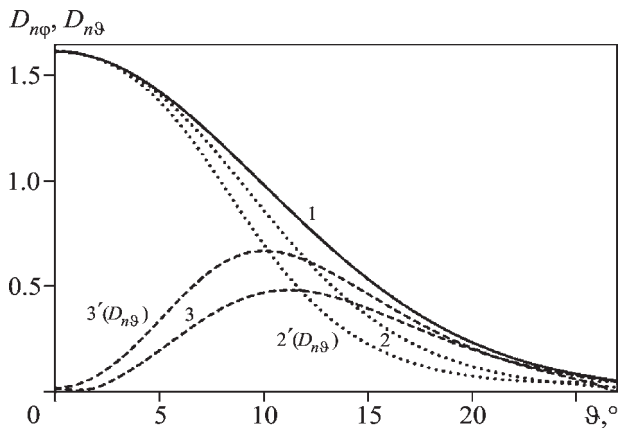


Рис. 8. Диаграммы направленности по полю падающего (кривая 1), прошедшего (кривые 2 и 2' ($D_{n\theta}$)) и отраженного (кривые 3 и 3' ($D_{n\theta}$)) пучков при $\lambda = 10.227$ мм

запертой моды. Прошедший пучок существенных искажений не претерпевает.

4. Заключение

В представленной работе исследованы электродинамические характеристики электромагнитных полей гауссовых волновых пучков, рассеянных на плоском идеально проводящем двухэлементном двумерно-периодическом экране конечной толщины с прямоугольными отверстиями. Изучены эффекты высокодобротных резонансов отражения и прохождения электромагнитных волн на запертых модах и аномальное прохождение электромагнитного поля через запердельные прямоугольные отверстия в экране конечной толщины при нормальном падении гауссова волнового пучка на исследуемую структуру. Рассчитаны зависимости коэффициентов отражения по мощности волновых пучков различных поперечных сечений и проведено сравнение с аналогичной характеристикой для плоской волны. Дано физическое объяснение различий в поведении рассчитанных характеристик на длинах волн, соответствующих резонансам на запертых модах и аномальному прохождению электромагнитного поля через запердельные отверстия.

В дальней зоне рассчитаны двумерные и трехмерные диаграммы направленности рассеянных волновых пучков по мощности и по полю. Дано объяснение эффекту сужения диаграммы направленности рассеянного поля относительно диаграммы направленности поля падающего пучка.

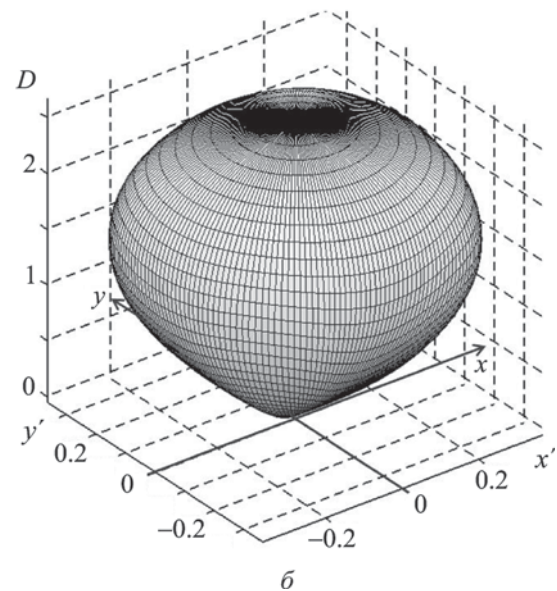
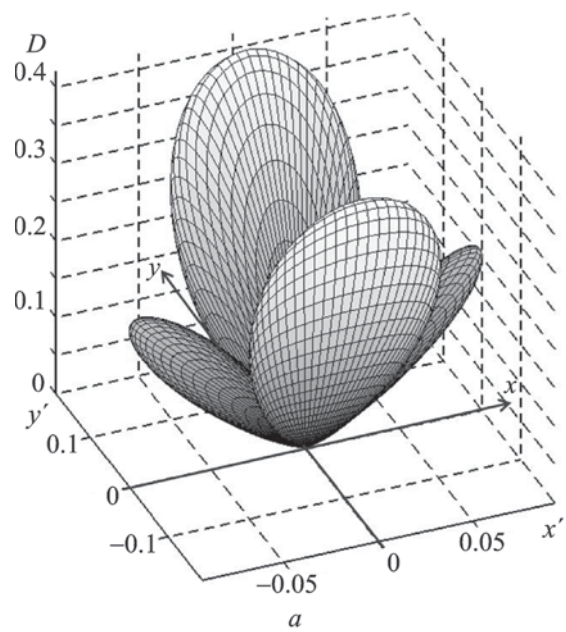


Рис. 9. Трехмерные диаграммы направленности по мощности отраженного (а) и прошедшего (б) пучков при $\lambda = 10.227$ мм

Полученные трехмерные диаграммы направленности рассеянных волновых пучков дают возможность более детально проанализировать распределение поля в дальней зоне.

Проведенный сравнительный анализ характеристик рассеяния плоской волны и волновых пучков различных поперечных сечений показал, при каких поперечных размерах волнового пучка его поле можно аппроксимировать полем плоской волны. Представленные результаты нельзя ин-

терпретировать как предельно достижимые, поскольку исследования проводились в ограниченной области изменения параметров падающего пучка и двумерно-периодической структуры.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Грибовский А. В., Просвирнин С. Л. Частотно-избирательные свойства многоэлементного экрана с волноводными каналами прямоугольного сечения // Радиофизика и электроника. – 2004. – Т. 9, № 2. – С. 341–346.
2. Грибовский А. В. Частотно-избирательные и поляризационные свойства двухэлементных периодических экранов конечной толщины с прямоугольными отверстиями и волноводными нагрузками // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2006. – Т. 11, № 2–3. – С. 84–92.
3. Грибовский А. В. Аномальное прохождение электромагнитных волн через прямоугольные запертые отверстия в идеально проводящем экране конечной толщины // Радиофизика и радиоастрономия. – 2009. – Т. 14, № 3. – С. 287–292.
4. Ebbesen T. W., Lezec H. J., Ghaemi H. F., Thio T., and Wolff P. A. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // Nature. – 1998. – Vol. 391. – P. 667–669.
5. Грибовский А. В. Наклонное падение электромагнитной волны на плоский двухэлементный экран конечной толщины с прямоугольными отверстиями // Радиофизика и радиоастрономия. – 2010. – Т. 15, № 2. – С. 193–198.
6. Medina F., Mesa F., and Marques R. Extraordinary transmission through arrays of electrically small holes from a circuit theory perspective // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 2008. – Vol. 56, No.12. – P. 3108–3120.
7. Колмагорова Н. Г., Перов А. О., Сенкевич С. Л., Кириленко А. А. Аномальное прохождение ЭМВ сквозь запертые отверстия и собственные колебания волноводных объектов и периодических структур // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 2011. – Т. 54, № 3. – С. 3–13.
8. Хардигов В. В., Ярмо Е. О., Просвирнин С. Л. Исследование резонансов на запертой моде при дифракции света на двухпериодической планарной структуре с асимметричными металлическими элементами // Радиофизика и радиоастрономия. – 2010. – Т. 15, № 1. – С. 50–62.
9. Khardikov V. V., Iarko E. O., and Prosvirnin S. L. Trapping of light by metal arrays // J. Opt. – 2010. – Vol. 12, No. 4. – id. 045102.
10. 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.
11. Грибовский А. В., Елисеев О. А. Дифракция гауссового волнового пучка на отражательной решетке из закороченных прямоугольных волноводов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2012. – Т. 17, № 3. – С. 264–275.

О. В. Грибовський, О. О. Єлисеєв

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

АНОМАЛЬНЕ ПРОХОДЖЕННЯ ГАУСОВОГО ХВИЛЬОВОГО ПУЧКА ЧЕРЕЗ ПОЗАМЕЖНІ ПРЯМОКУТНІ ОТВОРИ В ПЛОСКОМУ ЕКРАНІ СКІНЧЕНОЇ ТОВЩИНИ, ЩО ПІДТРИМУЄ РЕЖИМ ЗАМКНЕНОЇ МОДИ

Розглядається режим аномального проходження і режим замкненої моди у розсіянні тривимірного гауссового хвильового пучка на двовимірно-періодичній двохелементній решітці із відрізків прямокутних хвилеводів. Надаються результати для випадку нормального падіння лінійно поляризованого пучка кругового перетину на решітку з прямокутною сіткою. Досліджено залежність коефіцієнтів відбиття за потужністю від довжини хвилі в режимі замкненої моди та в режимі аномального проходження. Показано та проаналізовано відмінності в поведінці залежностей коефіцієнта відбиття плоскої хвилі і хвильових пучків із різними лінійними розмірами. Показано залежність форми діаграми спрямованості електромагнітного поля в далекій зоні відбитого пучка і пучка, що пройшов, від довжини хвилі. Пояснюється ефект звуження діаграми спрямованості розсіяного поля відносно діаграми спрямованості поля падаючого пучка.

A. V. Gribovsky and O. A. Yeliseyev

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

ANOMALOUS TRANSMISSION OF A GAUSSIAN WAVE BEAM THROUGH EXORBITANT RECTANGULAR HOLES IN A FLAT SCREEN OF FINITE THICKNESS SUPPORTING A TRAPPED-MODE

An anomalous transmission mode and a trapped-mode are considered for scattering of a three-dimensional Gaussian wave beam on a two-dimensional two-element periodic semi-transparent array of rectangular wave guides segments. Results for a case of normal incidence of linearly polarized beam of circular cross-section on an array with a rectangular mesh are presented. Power reflection coefficients dependence is investigated vs. wave length in a trapped-mode and for the case of anomalous transmission. Distinctions in behavior of dependences of reflection coefficients for a plane wave and wave beam with different linear sizes are shown and analyzed. Dependence of the reflected and passed beam shapes in a far zone is shown vs. wave length. The effect of narrowing of the directional pattern of a scattered field, as against that of an incident beam field, is explained.

Стаття поступила в редакцію 25.11.2013