

УДК 538.574.6

ДИФРАКЦИЯ ДВУМЕРНЫХ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ НА ОТРАЖАТЕЛЬНОЙ РЕШЕТКЕ ИЗ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ БРУСЬЕВ

И. И. Резник

Построен алгоритм для численного решения задачи дифракции двумерного волнового пучка на отражательной решетке из прямоугольных брусьев при произвольном соотношении между ее периодом и длиной волны. Рассмотрена зависимость формы диаграммы направленности и величины коэффициента прохождения от геометрических размеров структуры и параметров гауссова пучка.

Отражательные решетки из прямоугольных брусьев типа «гребенка» находят широкое применение при конструировании различных квазиоптических устройств и приборов СВЧ.

Дифракционные свойства прямоугольной гребенки в случае взаимодействия с плоской электромагнитной волной в настоящее время достаточно подробно изучены [1]. Однако в реальной ситуации на гребенку, являющуюся составной частью устройства, как правило, падает волновой пучок, и, следовательно, для успешного применения гребенок в приборах и устройствах миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов нужно учитывать дифракционные характеристики этих структур при падении на них волновых пучков. Ниже для прямоугольной гребенки в случае *H*-поляризации приведены основные физические результаты исследования дифракции двумерных волновых пучков с гауссовым распределением поля в зависимости от геометрических размеров гребенки и параметров пучков.

Если в плоскости, которая параллельна оси *OX*, составляет угол α с плоскостью *XOY* и отстоит от начала координат на расстоянии $z_0/\cos \alpha$, создано распределение поля

$$\psi_0(y, z_0) = \exp \left[- (y - z_0 \operatorname{tg} \alpha)^2 / (2w \cos \alpha)^2 \right],$$

то на гребенку, расположенную в плоскости *XOY*, под углом α падает гауссов волновой пучок (рис. 1). Поле пучка можно представить в виде разложения в интеграл Фурье по плоским волнам:

$$\psi_0(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} q(\xi) \exp \{ ik [y\xi - z\gamma(\xi)] \} d\xi,$$

где, как нетрудно показать,

$$q(\xi) = kw / (2\sqrt{\pi} \cos \alpha) \exp \{ - [kw / (2 \cos \alpha) (\sin \alpha + \xi)]^2 + ikz_0 [\gamma(\xi) + \xi \operatorname{tg} \alpha] \},$$

$k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\gamma(\xi) = \sqrt{1 - \xi^2}$, $2w$ — эффективная ширина распределения. Отраженное от гребенки поле представим в виде интеграла Фурье:

$$\psi(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} b(\xi) \exp \{ ik [y\xi + z\gamma(\xi)] \} d\xi.$$

Как показано в [2], амплитуду Фурье отраженного поля $b(\xi)$ можно определить по формуле

$$b(\xi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} q(\xi - n/x) a_n(\xi - n/x), \quad (1)$$

где a_n — амплитуды пространственных гармоник отраженного поля, определяемые с помощью алгоритма численного решения задачи о дифракции плоской электромагнитной волны с единичной амплитудой на бесконечной отражательной решетке из прямоугольных брусьев [3], $x = l/\lambda$.

Следует заметить, что с помощью формулы (1) можно изучать дифракцию двумерных волновых пучков с практически любым распределением поля при произвольном соотношении между периодом гребенки и длиной падающей волны.

В области частот, где для любой парциальной волны (составляющей волнового пучка) над периодической структурой существует только одна распространяющаяся отраженная волна (нулевая гармоника рассеянного поля), в силу закона сохранения энергии гауссов пучок отражается в зеркальном направлении независимо от ширины канавок и высоты ламелей гребенки и не меняет своей формы и мощности.

При некотором значении x , большем $1/2$ и зависящем от ширины и угла падения пучка, появляются парциальные волны, энергия которых после отражения от гребенки перераспределяется между зеркальной волной и появившейся высшей распространяющейся гармоникой. В этом случае при отражении пучка от гребенки в распределении рассеянного поля кроме зеркально отраженного основного пучка появляется излучение, связанное с пространственной гармоникой первого порядка. Изучение перераспределения энергии между зеркально отраженным пучком и пучками, образованными гармониками соответствующего порядка, является основной задачей исследования свойств прямоугольной гребенки при дифракции на ней волновых пучков.

Для анализа энергетических характеристик зеркально отраженного пучка введем понятие коэффициента отражения по энергии τ_0 , определив его как отношение потока энергии отраженного поля, уносимого нулевой гармоникой к потоку энергии в падающем на гребенку пучке. В случае падения на гребенку плоской волны единичной амплитуды коэффициент τ_0 равняется квадрату модуля отраженной нулевой гармоники. Аналогично могут быть определены коэффициенты отражения по энергии и других пучков, возникших вследствие рассеяния в отраженном поле высших пространственных гармоник.

На рис. 1 представлены зависимости коэффициента отражения по энергии τ_0 от частоты для нормально падающих на гребенку гауссовых волновых пучков различной ширины. Здесь же для сравнения сплошной линией показана зависимость коэффициента отражения по энергии τ_0 от частоты для нормально падающей на гребенку плоской волны. Этот рисунок демонстрирует пороговый эффект, характерный для отражательных решеток. Как известно [1], для плоской волны он выражается в том, что при переходе точки

$$x = 1/(1 + \sin\varphi), \quad (2)$$

где φ — угол падения, энергия отраженной зеркальной волны, равная до этого единице, начинает падать за счет перераспределения энергии между зеркальной и только что появившейся высшей распространяющейся гармоникой. Как видно из приведенных зависимостей, в случае дифракции на гребенке нормально падающего гауссова волнового пучка также наблюдается снижение уровня энергии зеркально отраженного пучка при прохождении через точку $x = 1$. При этом следует заметить, что энергия зеркального пучка в этом случае начинает умень-

шаться на частоте, когда κ значительно меньше единицы. Это объясняется тем, что пучок представляет собой суперпозицию плоских волн, распространяющихся под различными углами, и так как условие образования пространственных гармоник зависит от угла падения плоской волны (2), то гармоники начинают возникать при частотах, когда $\kappa < 1$, что сопровождается отбором энергии от зеркально отраженного пучка.

С расширением падающего пучка значение κ , при котором начинает уменьшаться энергия зеркально отраженного пучка, увеличивается. Это связано с тем, что в случае более широкого пучка основную часть энергии переносят парциальные волны, сосредоточенные в более узком диапазоне углов. Следовательно, в силу условия (2) возникновение пространственных гармоник, уносящих энергию от основного отраженного пучка, наступает при больших κ , чем в случае узкого пучка.

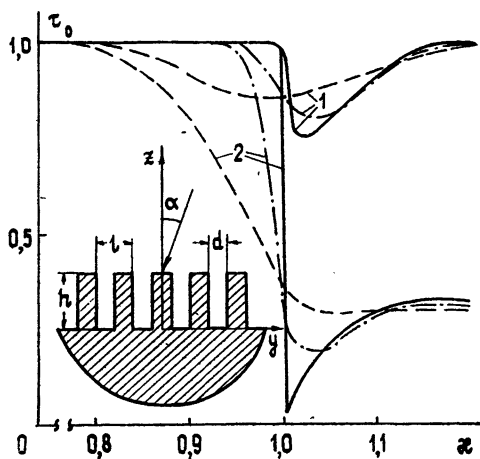


Рис. 1.

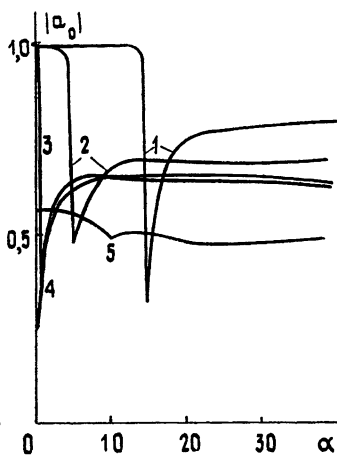


Рис. 2.

Рис. 1. $\alpha = 0^\circ$; 1 — $h/l = 0,417$, $d/l = 0,4$; 2 — $h/l = 0,116$, $d/l = 2/3$; сплошная кривая — плоская волна, штриховая — $2w/\lambda = 3$, штрихпунктирная — $2w/\lambda = 12$.

Рис. 2. $d/l = 2/3$, $h/l = 0,116$; 1 — $\kappa = 0,8$; 2 — $\kappa = 0,925$; 3 — $\kappa = 1,0$; 4 — $\kappa = 1,005$; 5 — $\kappa = 1,2$.

Влияние характерных параметров гребенки на ее энергетические характеристики можно качественно оценивать с помощью анализа угловых зависимостей коэффициента отражения по полю $|a_0|$ плоской электромагнитной волны, падающей на бесконечную гребенку. На рис. 2 приведены зависимости амплитуды нулевой гармоники в отраженном поле от угла падения плоской волны на гребенку с параметрами $d/l = 2/3$, $h/l = 0,116$ для некоторых значений κ , которым на графиках рис. 1 соответствуют значения τ_0 . Анализ приведенных угловых зависимостей $|a_0|$ показывает, что при заданной ширине падающего пучка с увеличением κ условие возникновения пространственных гармоник выполняется для большего числа парциальных волн, т. е. большее количество энергии преобразуется в энергию пространственных гармоник, что и приводит к уменьшению τ_0 при увеличении κ .

Если κ становится больше единицы, то при любой ширине нормально падающего на гребенку гауссова пучка условие образования пространственных гармоник выполняется для всех парциальных волн. Вследствие этого значительная часть энергии пучка может рассеяться в обе стороны вдоль гребенки. В этом случае максимальное рассеяние энергии пучка наблюдается в направлениях, составляющих некоторый угол с плоскостью гребенки. Этот угол с увеличением κ растет.

Уровень, до которого падает энергия зеркально отраженного пучка за точкой $\kappa = 1$, зависит от ширины нормально падающего пучка, ширины канавок и высоты ламелей гребенки.

Сравнивая при разных частотах коэффициенты отражения по энергии τ_0 для гауссовых пучков различной ширины с аналогичной характеристикой для плоской волны (рис. 1), замечаем, что наибольшее отличие этих величин при нормальном падении пучков и плоской волны на гребенку наблюдается в окрестности точки $\kappa = 1$. Степень отличия коэффициентов отражения по энергии τ_0 для пучков различной ширины от коэффициента отражения по энергии для плоской волны можно также легко объяснить, исследуя поведение коэффициента отражения по полю $|a_0|$ плоской электромагнитной волны единичной амплитуды в зависимости от угла падения этой волны на бесконечную гребенку. Из приведенных на рис. 2 угловых зависимостей $|a_0|$ при значениях κ , равных единице и близких к ним, следует, что в окрестности точки $\kappa = 1$ при изменении угла падения плоской волны α вблизи нуля наблюдается значительное изменение коэффициента отражения $|a_0|$. Это вызвано, в первую очередь, влиянием первой распространяющейся гармоники (с номером $+1$), которая забирает значительную часть энергии падающей волны. Кроме того, сразу за точкой $\kappa = 1$ при углах падения плоской волны, близких к $\alpha = 0$, в отраженном поле начинает распространяться следующая гармоника (с номером -1), которая также влияет на перераспределение энергии падающей волны (хотя и в меньшей мере, чем гармоника $+1$). Значительное изменение вблизи $\alpha = 0$ угловых зависимостей нулевой гармоники в окрестности точки $\kappa = 1$ является причиной сильного отклонения коэффициентов отражения по энергии τ_0 для нормально падающих гауссовых пучков от аналогичной характеристики для нормально падающей на гребенку плоской волны. Причем чем ближе к точке $\alpha = 0$ и в больших пределах меняется значение коэффициента отражения по полю $|a_0|$ в зависимости от угла падения плоской волны на гребенку, тем медленнее величина τ_0 при изменении ширины нормально падающего пучка стремится к своему предельному значению — к значению энергии зеркального луча, возникшего при отражении от гребенки нормально падающей на нее плоской волны.

По мере удаления κ от единицы в сторону больших значений зависимость нулевой гармоники от угла падения плоской волны носит более плавный характер (рис. 2, кривая 5). При $\kappa > 1,1$ $|a_0|$ меняется в небольших пределах. Это обусловлено тем, что появление новых распространяющихся гармоник более высокого порядка мало влияет на перераспределение энергии падающей волны. Следовательно, при удалении κ от единицы коэффициенты отражения по энергии τ_0 для нормально падающих гауссовых пучков в меньшей мере отличаются от значения энергии зеркального луча, возникшего при отражении от гребенки плоской волны.

Наряду с частотной зависимостью коэффициента отражения по энергии τ_0 при изучении на гребенке дифракции нормально падающих гауссовых волновых пучков рассматривалось также поведение коэффициента отражения τ_0 в зависимости от ширины канавок (рис. 3) и высоты ламелей гребенки (рис. 4). С целью выяснения особенностей дифракции волновых пучков зависимости τ_0 при изменении ширины канавок или высоты ламелей гребенки сравнивались с аналогичными зависимостями коэффициента отражения τ_0 при дифракции на гребенке плоской электромагнитной волны. Сравнение показало, что наибольшее отличие этих зависимостей при нормальном падении на гребенку волновых пучков и плоской волны наблюдается при κ , лежащих в окрестности точки $\kappa = 1$ (см. рис. 3а и рис. 4а). Как было указано выше, это обусловлено ± 1 пространственными гармониками, которые вблизи точ-

ки $\kappa = 1$ наиболее сильно влияют на перераспределение энергии в парциальных волнах, распространяющихся ближе к оси нормально падающего пучка и переносящих к гребенке основную часть его энергии.

При изучении энергетических характеристик волновых пучков, дифрагированных на гребенке, особый интерес вызывают случаи максимального рассеяния и максимального отражения энергии пучков. Исследование поведения коэффициента отражения по энергии τ_0 для нор-

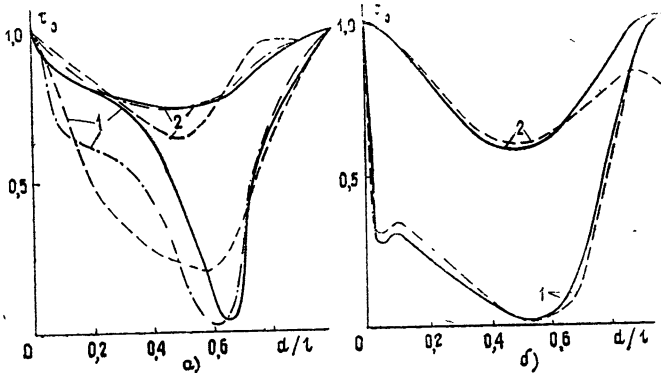


Рис. 3. а) $\alpha = 0^\circ$, $\kappa = 1,005$; 1 — $h/\lambda = 0,125$; 2 — $h/\lambda = 0,36$; сплошная кривая—плоская волна, штриховая— $2w/\lambda = 3$, штрихпунктирная— $2w/\lambda = 24$;
б) $\alpha = 0^\circ$, $2w/\lambda = 3$, $\kappa = 1,3$; 1— $h/\lambda = 0,24$; 2— $h/\lambda = 0,39$; сплошная кривая—плоская волна, штриховая—пучок.

мально падающих на гребенку гауссовых пучков и плоской электромагнитной волны в зависимости от ширины канавок и высоты ламелей гребенки показало, что в том случае, когда κ находится вдали от единицы и внутри щелей гребенки распространяется только одна волна, зависимости коэффициента отражения по энергии τ_0 для волновых пучков ($2w/\lambda \geq 3$) от ширины канавок и высоты ламелей гребенки мало отличаются от аналогичных зависимостей коэффициента отражения τ_0 для плоской волны. При этом минимумы коэффициента τ_0 для нормально

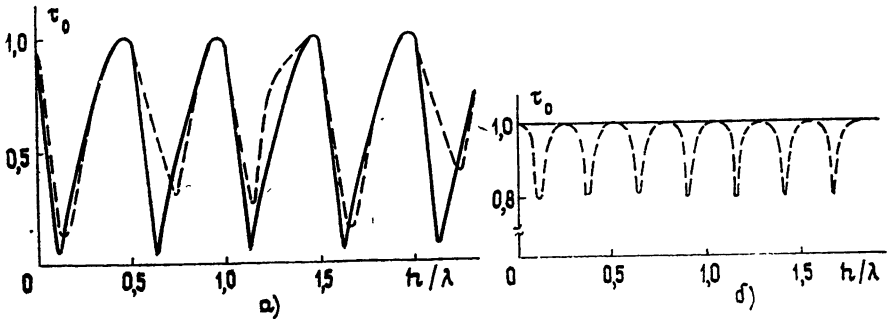


Рис. 4. а) $\alpha = 0^\circ$, $2w/\lambda = 6$, $\kappa = 1,005$, $d/l = 2/3$; сплошная кривая — плоская волна, штриховая — пучок;
б) $\alpha = 0^\circ$, $2w/\lambda = 3$, $\kappa = 1,3$, $d/l = 0,95$; сплошная кривая — плоская волна, штриховая — пучок.

падающих на гребенку пучков различной ширины ($2w/\lambda \geq 3$) наблюдаются практически при тех же значениях ширины канавок и высоты ламелей гребенки, что и в случае плоской волны. Следовательно, согласно [1] максимальное рассеяние энергии нормально падающих на гребенку гауссовых пучков в этом случае происходит при ширине канавок, близкой к ширине ламелей гребенки ($d/l \approx 0,5$) (рис. 3б), а наиболее глу-

бокие минимумы коэффициента τ_0 при условии, что внутри щелей гребенки существует только одна распространяющаяся волна, соответствуют h , близким к $h = \lambda/4 + n\lambda/2$ ($n = 0, 1, 2, \dots$).

На рис. 5 приведены зависимости коэффициента отражения по энергии τ_0 от ширины нормально падающего на гребенку гауссова пучка при различных параметрах структуры. Одна из этих зависимостей (кривая 1) соответствует только что определенному случаю максимального рассеяния энергии волновых пучков на гребенке. Оказывается, в этом случае даже при небольшой ширине падающего на гребенку пучка происходит практически полное рассеяние его энергии высшими пространственными гармониками.

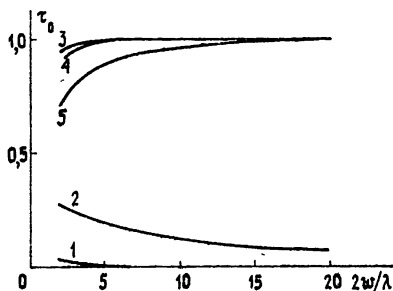


Рис. 5.

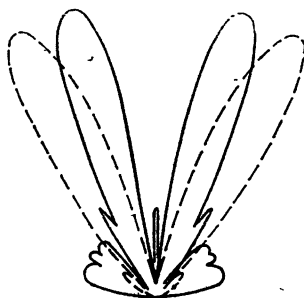


Рис. 6.

Рис. 5. $\alpha = 0^\circ$, 1 — $\kappa = 1,3$, $d/l = 0,5$, $h/\lambda = 0,23$; 2 — $\kappa = 1,005$, $d/l = 0,62$, $h/\lambda = 1,11$; 3 — $\kappa = 1,3$, $d/l = 0,5$, $h/\lambda = 0,5$; 4 — $\kappa = 1,005$, $d/l = 2/3$, $h/\lambda = 0,5$; 5 — $\kappa = 1,3$, $d/l = 0,95$, $h/\lambda = 0,39$.

Рис. 6. $\alpha = 0^\circ$, $2w/\lambda = 3$, $d/l = 0,5$, $h/\lambda = 0,25$; сплошная кривая — $\kappa = 3,2$, штриховая — $\kappa = 2,1$.

Приведенные на рис. 6 диаграммы направленности отраженного поля, возникшего при дифракции нормально падающего на гребенку гауссова пучка шириной $2w/\lambda = 3$, показывают, что при разных значениях κ энергия отраженного от гребенки пучка в случае ее полного рассеяния практически полностью уносится гармониками первого порядка. Причем, так как направление на максимум рассеяния энергии пучка в этом случае зависит от κ , то углы уноса энергии пучка от гребенки могут колебаться в широких пределах.

Сравнивая зависимости коэффициента отражения по энергии τ_0 от ширины канавок и высоты ламелей гребенки для нормально падающих гауссовых волновых пучков и плоской волны при κ , близких к единице, замечаем, что минимумы коэффициента отражения τ_0 для волновых пучков отличаются от соответствующих минимумов коэффициента τ_0 для плоской волны не только своим уровнем, но и значениями ширины канавок и высоты ламелей гребенки, при которых эти минимумы наблюдаются. Так например, при $\kappa = 1,005$ максимальное рассеяние энергии гауссовых пучков различной ширины наблюдается при разных значениях d/l , лежащих в интервале $0,5 < d/l < 0,7$ (рис. 3а), а при изменении высоты ламелей гребенки наиболее глубокие минимумы коэффициента τ_0 соответствуют также разным значениям h , близким к $h = \lambda/8 + n\lambda/2$ ($n = 0, 1, 2, \dots$) (рис. 4а). Следует заметить, что вблизи $\kappa = 1$ полное рассеяние нормально падающих на гребенку пучков возможно лишь только в случае очень широкого пучка с практически плоским фронтом распределения (рис. 5, кривая 2):

Максимум коэффициента отражения по энергии τ_0 для нормально падающих на гребенку гауссовых волновых пучков в случае H -поляризации для исследованных параметров гребенки наблюдается всегда; ког-

да по глубине канавки укладывается целое число полуволин, т. е. при условии $h = n\lambda/2$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Причем, в этом случае даже при небольшой ширине падающего пучка происходит практически полное отражение его энергии в зеркальном направлении (рис. 5, кривые 3 и 4).

Если внутри щели гребенки существует более одной распространяющейся волны, то при некоторых параметрах структуры величина коэффициента отражения по энергии τ_0 для волновых пучков может существенно отличаться от коэффициента отражения по энергии τ_0 при дифракции на гребенке плоской волны (см. рис. 4б и рис. 5, кривая 5). Это отличие вызвано интерференцией волн внутри щелей гребенки.

И, наконец, заметим, что при некоторых параметрах гребенки из-за сложной угловой зависимости нулевой гармоники отраженного поля (особенно вблизи точек скольжения) стремление коэффициента отражения по энергии τ_0 к своему предельному значению при увеличении ширины пучка не всегда является монотонным. Это обстоятельство необходимо учитывать при изучении дифракционных свойств отражательных решеток из прямоугольных брусьев. Так, например, для гребенки с параметрами $\kappa = 1,005$, $h/\lambda = 0,125$, $d/l = 0,58$ коэффициент отражения по энергии τ_0 для нормально падающего гауссова пучка шириной $2w = 3\lambda$ совпадает с коэффициентом отражения по энергии τ_0 для плоской волны (рис. 3а, кривые 1). Но при дальнейшем увеличении ширины пучка коэффициент отражения τ_0 сначала уменьшается, значительно отклоняясь от величины коэффициента отражения τ_0 для плоской волны, а затем начинает медленно расти, приближаясь к своему предельному значению. И лишь только при ширине пучка $2w > 60\lambda$ энергетические характеристики исследуемой гребенки будут практически одинаковыми при дифракции на ней гауссовых пучков и плоской волны.

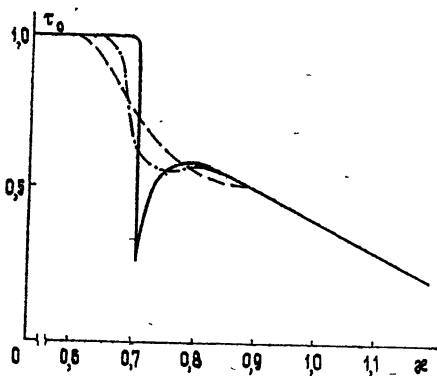


Рис. 7.

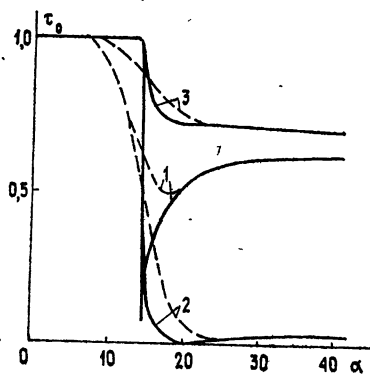


Рис. 8

Рис. 7. $\alpha = 25^\circ$, $d/l = 2/3$, $h/l = 0,116$; штриховая кривая— $2w/\lambda = 3$, штрихпунктирная— $2w/\lambda = 12$, сплошная—плоская волна.

Рис. 8. $2w/\lambda = 6$, $\kappa = 0,8$, $d/l = 2/3$; 1— $h/l = 0,116$; 2— $h/l = 0,275$; 3— $h/l = 0,5$; штриховая кривая—пучок, сплошная—плоская волна.

Основные свойства порогового эффекта проявляются и при наклонном падении гауссова пучка на гребенку. С ростом угла падения пучка α диапазон значений κ в длинноволновой области, в котором энергия пучка полностью отражается в зеркальном направлении, не меняя своей формы и мощности, уменьшается, и при $\alpha \rightarrow \pi/2$ верхняя граница этого диапазона стремится к $1/2$. Зависимости коэффициента отражения по энергии τ_0 для наклонно падающих на гребенку гауссовых пучков различной ширины от частоты (рис. 7) и угла падения (рис. 8) дают представление об изменении энергии зеркально отраженного пучка вблизи точек скольжения для наклонно падающей на гребенку плос-

кой волны. Как видно из приведенных зависимостей и в случае наклонного падения, энергия зеркально отраженного пучка, начав падать задолго до значений κ и α , определяемых соотношением (2), снижается до некоторого уровня, зависящего от ширины пучка, ширины канавок и высоты ламелей гребенки.

При $\kappa > 1/(1 + \sin \alpha)$, когда в отраженном поле кроме зеркального пучка появляются и другие пучки, вызванные рассеянием на гребенке высших пространственных гармоник, можно, изменяя параметры структуры, сделать величину зеркально отраженного пучка весьма малой

(единицы процентов по мощности) либо равной падающему пучку. На рис. 9 показаны зависимости коэффициента отражения по энергии τ_0 для наклонно падающего гауссова пучка шириной $2\omega = 4\lambda$ от высоты ламелей гребенки. Параметры структуры и угол падения пучка выбраны таким образом, чтобы в отраженном поле существовали только два пучка, образованных рассеянием нулевой и плюс первой гармоники, а внутри щелей гребенки распространялась только одна

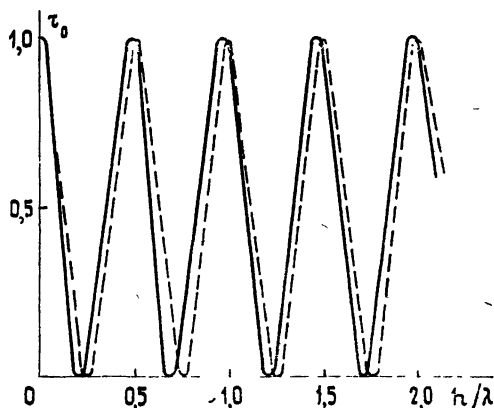


Рис. 9. $2\omega/\lambda = 4$, $d/l = 0,5$; сплошная кривая — на волна. Оказывается, в этом — $\alpha = 50^\circ$, $\kappa = 0,7$, штриховая — $\alpha = 25^\circ$, $\kappa = 1,1$. случае минимум энергии зеркально отраженного пучка

достигается при ширине канавки, равной ширине выступов ($d/l = 0,5$) в глубине канавок чуть меньше $\lambda/4 + n\lambda/2$ ($n = 0, 1, 2, \dots$). Максимумы коэффициента отражения τ_0 получаются при глубине канавок, близкой к $h = n\lambda/2$ ($n = 0, 1, 2, \dots$).

В заключение исследуем угловое распределение отраженного поля гауссова пучка при различных значениях параметра κ и углах падения α . На рис. 10 показаны основной и один из боковых лепестков (другой

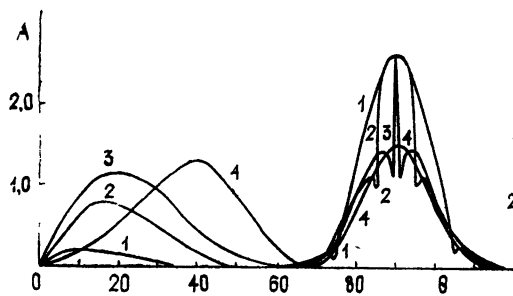


Рис. 10.

Рис. 10. $\alpha = 0^\circ$, $2\omega/\lambda = 3$, $d/l = 2/3$, $h/l = 0,116$; 1— $\kappa = 0,8$; 2— $\kappa = 0,925$; 3— $\kappa = 1,0$
4— $\kappa = 1,2$.

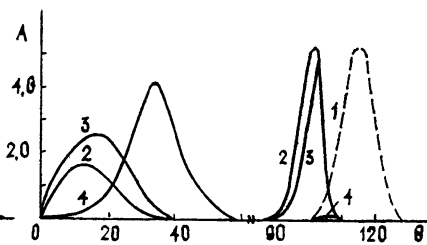


Рис. 11.

Рис. 11. $2\omega/\lambda = 6$, $d/l = 2/3$, $\kappa = 0,8$, $h/l = 0,275$; 1—пучок; 2— $\alpha = 12^\circ$; 3— $\alpha = 15^\circ$; 4— $\alpha = 25^\circ$.

имеет такую же форму и расположен симметрично относительно главного лепестка в области больших значений θ (θ — угол, отсчитываемый в плоскости YOZ от положительной полуоси OY) диаграммы направленности отраженного поля нормально падающего на гребенку гауссова пучка шириной $2\omega = 3\lambda$ для отдельных значений частоты вблизи

$\kappa = 1$. При $\kappa = 0,8$ основная часть парциальных волн пучка, расположенных вблизи его оси, отражается полностью в зеркальном направлении, и вследствие этого распределение средней части основного лепестка в отраженном поле будет таким же, как и в падающем пучке. В этом случае лишь только по краям диаграмма направленности основного лепестка в отраженном поле отличается от диаграммы направленности падающего на гребенку пучка. Это отличие связано с образованием пространственных гармоник первого порядка, возникновение которых подтверждается появлением излучения в направлении, близком к плоскости гребенки. С ростом κ деформируемая часть диаграммы направленности основного лепестка отраженного поля по сравнению с диаграммой направленности падающего на гребенку пучка увеличивается. Например, при $\kappa = 1$ полностью отражается в зеркальном направлении лишь только плоская волна, направление распространения которой совпадает с осью падающего пучка. Боковые лепестки в распределении отраженного поля с увеличением κ растут, изменяется также величина угла между плоскостью гребенки и направлением на максимум в боковых лепестках. За точкой $\kappa = 1$, когда условие образования пространственных гармоник первого порядка выполняется для всех основных парциальных волн пучка, угловое распределение главного лепестка отраженного поля становится близким по форме к падающему пучку. Диаграммы направленности отраженного поля для наклонно падающего на гребенку гауссова пучка шириной $2\omega = 6\lambda$ при различных углах падения показаны на рис. 11. Углы падения пучка взяты близкими к углу скольжения для падающей на гребенку плоской волны. В данном случае диаграмма направленности отраженного поля состоит из двух лепестков. Так как углы падения пучка взяты близкими к углу скольжения плоской волны, то некоторая часть его плоских волн (с углами падения, меньшими угла скольжения) полностью отражается в зеркальном направлении и, следовательно, диаграмма направленности основного лепестка отраженного поля будет частично (со стороны меньших углов θ) совпадать с диаграммой направленности падающего пучка. Остальная часть диаграммы направленности главного лепестка по сравнению с диаграммой направленности падающего на гребенку пучка выглядит деформированной. Боковой лепесток в отраженном поле образуется благодаря появлению у плоских волн пучка с углами падения, большими угла скольжения, распространяющейся плюс первой пространственной гармоники. С увеличением угла падения пучка боковой лепесток растет. При полном рассеянии энергии пучка плюс первой пространственной гармоники отраженного поля максимум амплитуды поля в боковом лепестке оказывается меньше максимума амплитуды в падающем поле, а диаграмма направленности лепестка шире диаграммы направленности падающего на гребенку пучка (ср., например, диаграмму направленности 1 и 4 на рис. 11).

ЛИТЕРАТУРА

1. Шестопалов В. П., Литвиненко Л. Н., Масалов С. А., Сологуб В. Г. Дифракция волн на решетках.— Харьков: Гос. ун-т, 1973.
2. Литвиненко Л. Н., Просвириин С. Л., Резник И. И.— Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 7, с. 871.
3. Литвиненко Л. Н., Облывач С. А., Титаренко А. Ю. Препринт ИРЭ АН УССР № 99.— Харьков, 1978.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
7 апреля 1981 г.

DIFFRACTION OF TWO-DIMENSIONAL GAUSSIAN BEAMS ON A REFLECTING LATTICE MADE OF RECTANGULAR RODS

I. I. Reznik

An algorithm has been built for the numerical solution of a problem of two-dimensional wave beam diffraction by a reflecting lattice made of rectangular rods in arbitrary relation between its period and the wavelength. A dependence is considered of the directivity pattern form and the value of the passage coefficient on geometrical dimensions of the structure and parameters of the Gaussian beam.