

УДК 538.574.6

ДИФРАКЦИЯ ДВУМЕРНОГО ВОЛНОВОГО ПУЧКА НА ДВОЙНОЙ ЛЕНТОЧНОЙ РЕШЕТКЕ

С. Л. Просвирнин, И. И. Резник

Волновой пучок представляется в виде разложения по плоским волнам. Используется известное решение задачи дифракции плоской волны на двойной решетке. Прошедшее поле исследуется по приближенным аналитическим формулам в случае частой решетки и численно, если период соизмерим с длиной волны. Изучается распределение прошедшего поля в ближней зоне, форма диаграммы направленности, величина коэффициента прохождения в зависимости от параметров структуры и пучка.

Двойная решетка представляет собой периодическую структуру, образованную из двух простых ленточных дифракционных решеток, расположенных на некотором расстоянии друг от друга так, что их ленты параллельны. Двойные решетки нашли широкое применение в качестве интерферометров Фабри—Перо, фильтров квазиоптического диапазона, каркасов антенных обтекателей. В основе их широкого использования лежит свойство резонансного пропускания электромагнитного поля — так называемый «эффект Малюжинца», если на решетку падает плоская волна, или «обобщенный эффект Малюжинца» при падении волнового пучка (см., например, [1]).

Исследованию дифракции плоской электромагнитной волны на двойной решетке посвящен ряд теоретических работ (см., например, [2–4]). В реальной ситуации на решетку падает волновой пучок и, как правило, лишь часть поверхности решетки оказывается взаимодействующей с электромагнитным полем. Прошедшее через решетку и отраженное от нее поля также представляют собой волновые пучки. Форма диаграммы направленности, амплитудное и фазовое распределения поля за решеткой могут значительно отличаться от соответствующих характеристик падающего на решетку волнового пучка. Кроме того, как только мы имеем дело с ограниченным в пространстве распределением поля, возникает вопрос о том, при каких условиях не ощущается влияния конечных размеров решетки.

Такие же вопросы возникают при исследовании дифракции волновых пучков на простой ленточной решетке [5, 6]. Однако если для простой решетки при дифракции на ней плоской электромагнитной волны зависимость коэффициента прохождения от угла падения имеет лишь довольно слабые аномалии рэлеевского типа, связанные с возникновением новых распространяющихся гармоник, то у двойной возможны, кроме того, квазисобственные режимы. Поэтому при дифракции на двойной решетке все параметры волнового пучка могут претерпевать значительно более сильные изменения.

Целью данной работы является изучение дифракции волнового пучка на двойной решетке. Здесь будут рассмотрены только двумерные задачи дифракции. Так поступить целесообразно, поскольку, во-первых, в двумерной задаче основные физические закономерности проявляются в наиболее «чистом» виде и, во-вторых, ее решение получить существенно проще, чем решение задачи дифракции трехмерного волнового пучка.

Мы начнем с изучения самого простого, но довольно часто встреча-

ющегося на практике, случая дифракции хорошо сфокусированного гауссова волнового пучка на частой двойной дифракционной решетке.

Пусть в плоскости $z_i = 0$ (см. рис. 1) каким-либо способом создано распределение поля

$$E_0(y_i, 0) = \frac{2\sqrt{\pi}}{k\omega} \exp[-(y_i/\omega)^2], \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, 2ω — эффективная ширина распределения. В плоскости $z = z_0$ поле приближенно можно представить в следующем виде:

$$E(y, z_0) = E_0(y_i, 0) e^{ikz_i}|_{z=z_0} \quad (2)$$

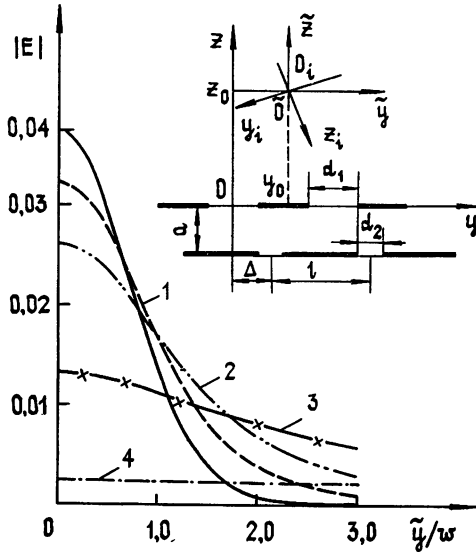


Рис. 1. $\kappa = 0,1$, $2\omega/\lambda = 30$, $z_0 = 0$, $n = 3$, $a/\lambda \approx 1,5$,
1 — $d/l = 0,5$; 2 — $d/l = 0,4$; 3 — $d/l = 0,25$; 4 — $d/l = 0,1$.

Используя формулы преобразования системы координат

$$x_i = x,$$

$$y_i = -(y - y_0) \cos \theta - (z - z_0) \sin \theta,$$

$$z_i = (y - y_0) \sin \theta - (z - z_0) \cos \theta,$$

θ — угол падения волнового пучка, получим выражение для поля в плоскости $z = z_0$:

$$E(y, z_0) = \frac{2\sqrt{\pi}}{k\omega} \exp \left\{ - \left[\frac{(y - y_0) \cos \theta}{\omega} \right]^2 + ik(y - y_0) \sin \theta \right\}. \quad (3)$$

Волновой пучок, который создается распределением поля (3), удобно представить в виде разложения в интеграл Фурье по плоским волнам

$$E(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} q(\xi) e^{ik|y\xi - z\eta(\xi)} d\xi, \quad (4)$$

где, как нетрудно показать,

$$q(\xi) = \frac{1}{\cos \theta} \exp \left\{ - \left[\frac{k\omega}{2 \cos \theta} (\sin \theta - \xi) \right]^2 - ik y_0 \xi + ik z_0 \gamma(\xi) \right\}. \quad (5)$$

Будем считать пучок параксиальным, т. е. $k\omega \gg 1$. В этом случае вклад в интеграл (4) дает лишь малая окрестность точки $\xi = \sin \theta$, поэтому функцию $\gamma(\xi)$ можно представить в виде разложения в ряд в окрестности точки $\sin \theta$. Удерживая первые три члена разложения, получим

$$\gamma(\xi) \approx \cos \theta - (\xi - \sin \theta) \operatorname{tg} \theta - \frac{(\xi - \sin \theta)^2}{2 \cos^3 \theta}. \quad (6)$$

В таком приближении (так называемое приближение Френеля) интеграл (4) удастся взять

$$E(y, z) \approx \sqrt{\pi} \left/ \sqrt{\frac{(k\omega)^2}{4 \cos^2 \theta} - \frac{ik(z-z_0)}{2 \cos^3 \theta}} \right. \cos \theta \times \exp \left\{ - \frac{k^2 [y - y_0 + (z - z_0) \operatorname{tg} \theta]^2}{4 \left[\frac{(k\omega)^2}{4 \cos^2 \theta} - \frac{ik(z-z_0)}{2 \cos^3 \theta} \right]} + ik(y - y_0) \sin \theta - ik(z - z_0) \cos \theta \right\}. \quad (7)$$

Прошедшее через двойную решетку поле представим в виде интеграла Фурье:

$$E_t(y, z) = \int_{-\infty}^{\infty} b(\xi) e^{ik[y\xi - (z+a)\gamma(\xi)]} d\xi. \quad (8)$$

Как показано в [5], амплитуду Фурье прошедшего поля $b(\xi)$ можно определить по формуле

$$b(\xi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} q\left(\xi - \frac{n}{x}\right) D_n\left(\xi - \frac{n}{x}\right), \quad (9)$$

где $D_n(\xi)$ — амплитуды дифракционных гармоник прошедшего поля при падении на двойную решетку плоской электромагнитной волны с единичной амплитудой под углом α ($\xi = -\sin \alpha$), $x = l/\lambda$. В случае частой решетки ($x \ll 1$) формула (9) упрощается:

$$b(\xi) \approx q(\xi) D_0(\xi). \quad (10)$$

Коэффициент прохождения $D_0(\xi)$ двойной симметричной, ($\Delta = 0$) решетки для длинных волн в случае E -поляризации определяется по формуле [3]

$$D_0(\xi) = - \frac{(1 - \xi^2) \varepsilon^2}{r^+(\xi) r^-(\xi)} e^{ik a \gamma(\xi)}, \quad (11)$$

где

$$r^{\pm}(\xi) = 1 \pm e^{ik a \gamma(\xi)} + i \varepsilon \gamma(\xi), \quad \varepsilon = x \ln \frac{1+u}{2}, \quad u = \cos \frac{\pi d}{l}.$$

Введем систему координат xyz , связанную с источником, который создает волновой пучок. Это, во-первых, позволит упростить формулы и, во-вторых, даст возможность легко сравнить поля без решетки и с решеткой. В системе координат xyz прошедшее через решетку поле определяется следующим выражением:

$$E_t(\tilde{y}, \tilde{z}) = -\frac{\epsilon^2}{\cos \theta} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1 - \xi^2}{r^+(\xi) r^-(\xi)} \exp \left\{ - \left[\frac{k w}{2 \cos \theta} (\sin \theta - \xi) \right]^2 + \right. \\ \left. + i k \tilde{y} \xi - i k \tilde{z} \gamma(\xi) \right\} d\xi. \quad (12)$$

Поскольку падающий на решетку пучок предполагается параксиальным, вклад в интеграл (12), как уже отмечалось, дает подынтегральная функция на малом интервале в окрестности точки $\xi = \sin \theta$. Особенность функции $D_0(\xi)$ для двойной решетки по сравнению с аналогичной функцией для простой ленточной решетки состоит в том, что она может иметь полюс в точке ξ_0 , расположенной вблизи той части действительной оси, которая дает основной вклад в интеграл. Интегралы вида (12) от функций, имеющих полюс вблизи пути интегрирования, рассматривались в [7] с целью исследовать боковое смещение волнового пучка при отражении от структур, способных поддерживать вытекающие волны.

Наибольший интерес для нас представляет изучение дифракции волнового пучка на двойной решетке в случае, когда структура имеет высокий коэффициент прохождения, т. е. большая часть энергии пучка проходит в полупространство за решеткой. Сначала рассмотрим нормальное падение волнового пучка на решетку. Для этого изучим характер подынтегральной функции в (12) в окрестности точки $\xi = 0$ при условии, что двойная решетка обладает высоким коэффициентом пропускания.

Предположим, что на двойную решетку нормально падает плоская электромагнитная волна. Найдем минимумы модуля знаменателя в (11) как функции ka ; можно показать, что при полученных значениях ka коэффициент прохождения равен единице. В результате получаем, что максимумы коэффициента прохождения наблюдаются при

$$ka = n\pi + \epsilon + o(\epsilon^2) \quad (n = 1, 2, 3, \dots). \quad (13)$$

Фиксируя одно из значений ka , соответствующее (13), рассмотрим поведение функции $r^+(\xi)$ в окрестности $\xi = 0$. Найдем нули функции $r^+(\xi)$. Пусть μ соответствует тем значениям функции $\gamma(\xi)$, при кото-

$$r^+(\xi) = 0. \quad (14)$$

Метод Ньютона позволяет получить приближенное решение уравнения (14):

$$\mu^{(1)} = \mu^{(0)} - \frac{i}{2n\pi} \epsilon^2 \left(\frac{2m+1}{n} \right)^2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

где $\mu^{(0)} = \frac{2m+1}{n}$. Таким образом, $r^+(\xi)$ имеет бесконечную последовательность нулей. Однако нас интересуют лишь ближайшие к точке $\xi = 0$ или $\mu = 1$. Поэтому выберем $n = 2m + 1$. Тогда

$$\mu^{(1)} = 1 - i \frac{\epsilon^2}{2n\pi},$$

а нули расположены в точках

$$\xi = \xi_0 \quad \text{и} \quad \xi = \xi_0^*, \quad \xi_0 = \frac{\epsilon}{\sqrt{n\pi}} e^{i\pi/4}. \quad (15)$$

Функция $r^+(\xi)$ вблизи точки $\xi = 0$ ведет себя следующим образом:

$$r^+(\xi) = \frac{i}{2} n \pi (\xi^2 - \xi_0^2), \quad (16)$$

а функция

$$r^-(\xi) = 2. \quad (17)$$

Можно показать, что нули функции $r^-(\xi)$ расположены вблизи $\xi = 0$ при $n = 2m$. Для краткости мы не будем подробно останавливаться на этом случае.

Приступим к определению поля, прошедшего через двойную решетку. Используя приближение Френеля и формулы (16) и (17), выражение (12) можно представить в следующем виде:

$$E_t(\tilde{y}, \tilde{z}) = i \frac{\varepsilon^2}{n\pi} e^{-ik\tilde{z}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{\xi^2 - \xi_0^2} \exp \left\{ ik\tilde{y}\xi - \xi^2 \left[\left(\frac{k\omega}{2} \right)^2 - i \frac{k\tilde{z}}{2} \right] \right\}.$$

Введем обозначения

$$p = k\tilde{y}, \quad q = \left(\frac{k\omega}{2} \right)^2 - \frac{ik\tilde{z}}{2}$$

и функции

$$F_1(u) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-q\xi^2 + iu\xi} d\xi = \sqrt{\frac{\pi}{q}} \exp \left(-\frac{u^2}{4q} \right),$$

$$F_2(u) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{iu\xi}}{\xi^2 - \xi_0^2} d\xi = \frac{\pi i}{\xi_0} e^{i|u|\xi_0}.$$

Пользуясь теоремой о свертке, получаем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi}{\xi^2 - \xi_0^2} e^{ip\xi - q\xi^2} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_1(u) F_2(p-u) du.$$

Легко показать, что последний из интегралов в этом равенстве выражается через интегралы вероятности. Для определения прошедшего через решетку поля получаем формулу

$$E_t(\tilde{y}, \tilde{z}) = -\frac{\varepsilon^2}{n\sqrt{\pi}\xi_0} e^{-ik\tilde{z} - q\xi_0^2} \left[e^{ip\xi_0} Q \left(-i\xi_0\sqrt{q} - \frac{p}{2\sqrt{q}} \right) + e^{-ip\xi_0} Q \left(-i\xi_0\sqrt{q} + \frac{p}{2\sqrt{q}} \right) \right], \quad (18)$$

где

$$Q(z) = \int_z^{\infty} e^{-t^2} dt.$$

Рассмотрим поведение поля в тех случаях, когда формула (18) допускает аналитическое исследование. Будем изучать распределение поля в направлении падения волнового пучка, т. е. при $\tilde{y} = 0$. В этом случае прошедшее через решетку поле описывается формулой

$$E_t = -2 \frac{\varepsilon^2}{n\sqrt{\pi}\xi_0} e^{-ik\tilde{z} - q\xi_0^2} Q(-i\xi_0\sqrt{q}).$$

Во-первых, рассмотрим распределение поля в ближней зоне, где выполняется условие $(k\omega/2)^2 \gg |\tilde{k}z|/2$. Если при этом $|\xi_0| k\omega/2 \gg 1$, прошедшее поле описывается выражением

$$E_t = -\frac{2\sqrt{\pi}}{k\omega} e^{-ik\tilde{z}},$$

т. е. поле волнового пучка проходит «не замечая» решетку, амплитуда и фаза прошедшего поля совпадают с соответствующими характеристиками падающего поля. Если же $|\xi_0| k\omega/2 \ll 1$ (поскольку может быть $|\xi_0| \ll 1$), прошедшее поле описывается формулой

$$E_t = -\frac{\varepsilon\sqrt{\pi}}{\sqrt{n}} e^{-ik\tilde{z} - i\pi/4},$$

т. е. прошедшее поле вблизи решетки оказывается ослабленным по сравнению с падающим полем. Это происходит из-за того, что квазисобственная волна имеет малое затухание и поэтому эффективная ширина распределения поля внутри решетки значительно превосходит ширину падающего на нее волнового пучка.

Пусть теперь выполняется условие $|\tilde{k}z|/2 \gg (k\omega/2)^2$, т. е. поле рассматривается в дальней зоне. Если $|\xi_0| \sqrt{|\tilde{k}z|/2} \gg 1$, решетка «не чувствуется», прошедшее поле совпадает с падающим полем в дальней зоне:

$$E_t = -\sqrt{\frac{2\pi}{|\tilde{k}z|}} e^{-ik\tilde{z} - i\pi/4}.$$

При $|\xi_0| \sqrt{|\tilde{k}z|/2} \ll 1$ прошедшее поле описывается формулой

$$E_t = -\sqrt{\frac{\pi}{n}} \varepsilon e^{-ik\tilde{z} - i\pi/4}.$$

Прошедшее поле в дальней зоне до некоторого расстояния от решетки, связанного с величиной $|\xi_0|$, представляет собой плоскую волну, и лишь на больших расстояниях поле приобретает характер цилиндрической волны.

Заметим, что понятие «дальняя зона» мы употребляем для того, чтобы выделить область, расстояние до которой по отношению к длине волны значительно больше квадрата относительной ширины пятна поля $|\tilde{k}z|/2 \gg (k\omega/2)^2$. В зависимости от свойств двойной решетки может оказаться, как было показано выше, что поведение поля не типично для дальней зоны. Это объясняется различием в эффективных размерах той части решетки, которая формирует прошедшее поле, и части решетки, взаимодействующей с падающим волновым пучком. На рис. 1 показано распределение амплитуды прошедшего поля в плоскости $z = -a$. Сплошная кривая соответствует распределению падающего поля. Результаты получены с помощью численных расчетов по формуле (18). Легко видеть, что чем меньше прозрачность простых решеток, составляющих двойную, тем больше различие в распределении падающего и прошедшего полей.

Рассмотрим теперь случай наклонного падения волнового пучка на двойную решетку. Найдем нули функции $r^+(\xi)$ при фиксированном

значении параметра ka . Можно показать, что $r^+(\xi_0) = 0$ при $\xi_0 = \sin \beta$, где

$$\beta = \arccos \frac{\pi n}{ka} - \frac{\pi n}{ka} \frac{\varepsilon}{\sqrt{(ka)^2 - (\pi n)^2}} - \frac{\pi n \varepsilon^2}{[(ka)^2 - (\pi n)^2]^{3/2}} + \frac{i}{2} \left(\frac{\pi n}{ka} \right)^2 \frac{\varepsilon^2}{\sqrt{(ka)^2 - (\pi n)^2}} + o(\varepsilon^3) \quad \left(n = 1, 3, 5, \dots, \left[\frac{ka}{\pi} \right] \right).$$

Выберем угол падения пучка на решетку θ следующим образом:

$$\theta = \beta'.$$

Тем же способом, что и в случае нормального падения, найдем прошедшее через двойную решетку поле

$$E_t = -\sqrt{\pi} \cos \theta \frac{\pi n}{ka} \frac{\varepsilon^2}{\sqrt{(ka)^2 - (\pi n)^2}} e^{ik(\tilde{y} \sin \theta - \tilde{z} \cos \theta)} \times \\ \times e^{q\beta''^2 (\pi n/ka)^2} e^{-p\beta'' \pi n/ka} Q \left(\beta'' \sqrt{q} \frac{\pi n}{ka} - \frac{p}{2\sqrt{q}} \right),$$

где

$$q = \left(\frac{k w}{2 \cos \theta} \right)^2 - i \frac{k \tilde{z}}{2 \cos^3 \theta}, \quad p = ks, \quad s = \tilde{y} + \tilde{z} \operatorname{tg} \theta.$$

Если предположить, что падающий пучок не претерпевает никаких изменений при прохождении через решетку, то $s = 0$ соответствует точкам, расположенным на оси пучка. На рис. 2 показано амплитудное распределение поля в плоскости $z = -a$ при различных значениях коэффициента заполнения решеток. При прохождении двойной решетки волновой пучок претерпевает боковое смещение. Распределение прошедшего поля существенно зависит от прозрачности каждой из решеток, составляющих двойную структуру, т. е. от коэффициента заполнения решетки и соотношения между ее периодом и длиной волны.

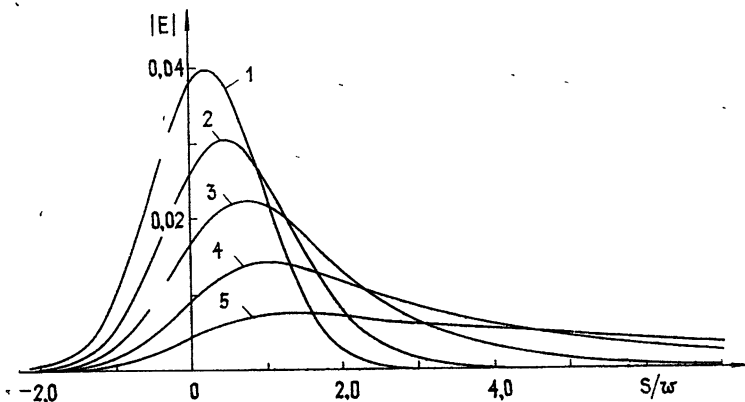


Рис. 2. $\kappa = 0,1$, $2w/\lambda = 30$, $z_0/\lambda = 7$, $n = 3$, $a/\lambda = 1,52$, $l - d/l = 0,9$, $\theta = 2^\circ,7$; 2 — $d/l = 0,8$, $\theta = 9^\circ,8$; 3 — $d/l = 0,7$, $\theta = 11^\circ,4$; 4 — $d/l = 0,6$, $\theta = 11^\circ,5$; 5 — $d/l = 0,5$, $\theta = 11^\circ,1$.

Заметим, что наряду с функцией $r^+(\xi)$ нули может иметь и функция $r^-(\xi)$. Соответствующую формулу для прошедшего поля легко получить аналогично формуле (18).

Рассмотрим теперь некоторые результаты численных расчетов в задаче дифракции волнового пучка на двойной ленточной решетке. В отличие от полученных выше приближенных формул, пригодных для изучения дифракции на частых решетках, численное решение строится на основе строгих формул и позволяет изучать дифракционные явления при любом соотношении между длиной волны и периодом решетки. Решение находится с помощью оператора прохождения двойной решетки, который определен формулой (9), и известного алгоритма для решения задачи дифракции плоской электромагнитной волны на двойной несимметричной ленточной решетке [4]. Основные сведения об алгоритме вычислений по формуле (9) содержатся в [5].

Зависимости коэффициента прохождения волнового пучка по энергии τ , т. е. отношения усредненных по времени потока энергии прошедшего через единицу длины решетки в направлении ее однородности к соответствующему потоку энергии падающего на решетку волнового пучка, от отношения периода к длине волны κ , расстояния a/l между простыми решетками, образующими двойную, и угла падения пучка α , носят резонансный характер. Резонансы возникают при тех же значениях κ , a/l и α , что и резонансы коэффициента прохождения по полю D_0 плоской электромагнитной волны, падающей на двойную решетку. Ширина резонансных кривых в основном определяется прозрачностью простых ленточных решеток, составляющих двойную, и поэтому наиболее существенно зависит от коэффициента заполнения d/l .

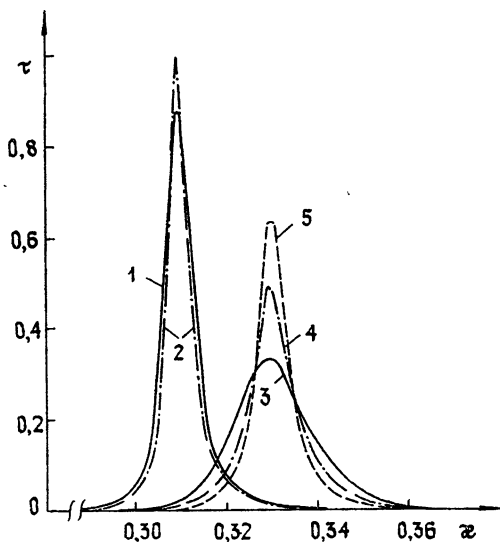


Рис. 3. $d/l = 0,5$, $a/l = 1,5$,
 1 — $2\omega/\lambda = 6$, $\theta = 0^\circ$; 2 — $2\omega/\lambda = 12$, $\theta = 0^\circ$; 3 — $2\omega/\lambda = 6$,
 $\theta = 20^\circ$; 4 — $2\omega/\lambda = 12$, $\theta = 20^\circ$; 5 — $2\omega/\lambda = 24$, $\theta = 20^\circ$.

На рис. 3 показаны зависимости коэффициента прохождения волновых пучков с гауссовым распределением поля от κ . Как следует из результатов расчетов, с увеличением параметра $2\omega/\lambda$ величина коэффициента прохождения в резонансных точках увеличивается, а ширина резонансной кривой уменьшается. Поскольку поле падающего на решетку пучка представляет собой непрерывный спектр плоских волн, которые распространяются под разными углами и отличаются амплитудами,

степень отличия коэффициентов прохождения по энергии τ для различных волновых пучков можно объяснить, исследуя поведение коэффициента прохождения по полю D_0 плоской электромагнитной волны в зависимости от угла падения.

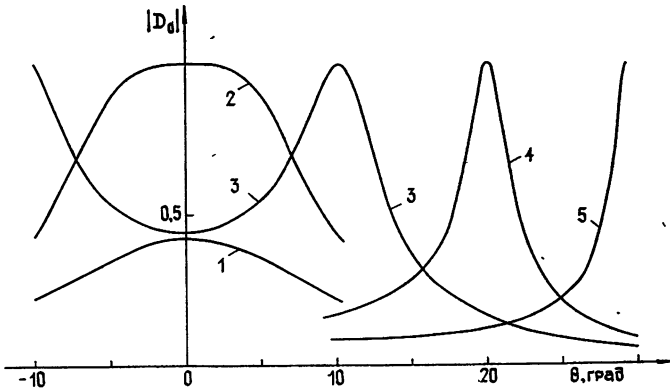


Рис. 4. $d/l = 0,5$, $a/l = 1,5$,
 $1 - \alpha = 0,305$; $2 - \alpha = 0,310$; $3 - \alpha = 0,315$; $4 - \alpha = 0,330$; $5 - \alpha = 0,355$.

На рис. 4 показана зависимость коэффициента прохождения $|D_0|$ от угла падения плоской электромагнитной волны при значениях α соответствующих максимумам τ (см. рис. 3), и близких к ним. Из приведенных графиков следует, что при изменении угла падения α в окрестности точки $\alpha = 0$ коэффициент прохождения двойной решетки изменяется незначительно. В случае наклонного падения, напротив, даже небольшому изменению угла падения соответствует значительное изменение коэффициента прохождения. Именно этим объясняется различный характер зависимости показанных на рис. 3 графиков для коэффициента прохождения τ от параметра $2\omega/\lambda$ в случае нормального и наклонного падения волнового пучка.

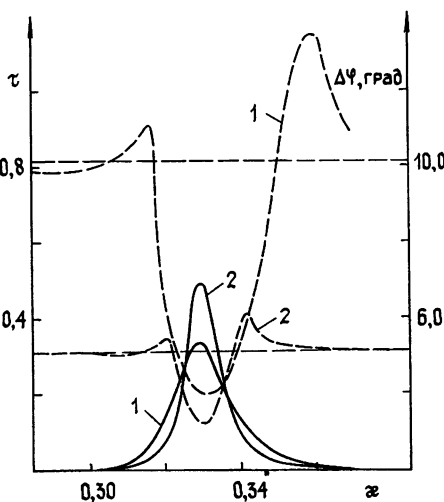


Рис. 5.

Рис. 5. $d/l = 0,5$, $a/l = 1,5$, $\theta = 20^\circ$, $1 - 2\omega/\lambda = 6$; $2 - 2\omega/\lambda = 12$.

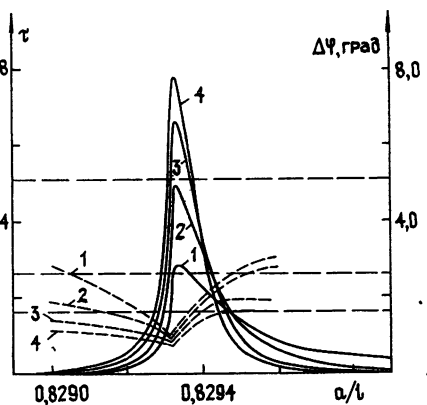


Рис. 6.

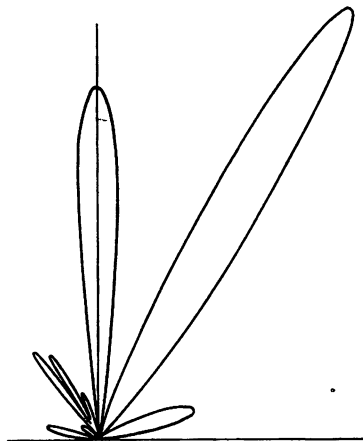
Рис. 6. $d/l = 0,1$, $\alpha = 0,6$, $\theta = 0^\circ$,
 $1 - 2\omega/\lambda = 12$; $2 - 2\omega/\lambda = 24$; $3 - 2\omega/\lambda = 36$; $4 - 2\omega/\lambda = 48$.

Определенный интерес для приложений представляет исследование изменений, которые претерпевает диаграмма направленности волнового пучка при прохождении через двойную решетку. В качестве основной характеристики, показывающей изменения в диаграмме направленности, нами рассматривалась ее ширина на половинном уровне от максимального значения амплитуды поля. Изменение ширины диаграммы направленности $\Delta\varphi$ вблизи точек, где коэффициент прохождения τ имеет резонансный характер, показано на рис. 5. Пунктирными прямыми отмечена ширина диаграммы направленности падающих на решетку волновых пучков.

На рис. 6 показаны зависимости коэффициента прохождения τ и ширины диаграммы направленности $\Delta\varphi$ от расстояния между простыми решетками, образующими двойную a/l .

Двойные несимметричные ленточные решетки могут найти применение в качестве направленных ответвителей в квазиоптических волноводных системах. Величиной несимметрии легко управлять (а значит легко управлять и коэффициентом перераспределения мощности пучка), сдвигая друг относительно друга простые решетки, т. е. выбирая некоторые $\Delta \neq 0$ (см. рис. 1). Типичная диаграмма направленности прошедшего через двойную несимметричную решетку поля показана на рис. 7.

Рис. 7. $d/l = 0,5$, $\kappa = 1,95$, $a/l = 0,5$, $\Delta/l = 0,25$,
 $2w/\lambda = 6$, $\theta = 0^\circ$.



ЛИТЕРАТУРА

1. Е. И. Нефедов, А. Н. Сивов, Электродинамика периодических структур, изд Наука, М., 1977.
2. О. А. Третьяков, В. П. Шестопапов, ЖТФ, 33, вып. 10, 1232 (1963).
3. В. Б. Казанский, Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин, Оптика и спектроскопия, 32, вып. 3, 592 (1972).
4. В. Б. Казанский, Н. Н. Колчигин, И. И. Резник, С. Л. Просвирнин, Изв. вузов — Радиофизика, 20, № 1, 160 (1977)
5. Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин, И. И. Резник, Изв. вузов — Радиофизика, 22, № 7, 871 (1979).
6. Д. Д. Иванченко, Н. Н. Колчигин, Л. Н. Литвиненко, С. Л. Просвирнин, И. И. Резник, Изв. вузов — Радиофизика, 22, № 9, 1109 (1979)
7. T. Tamir, N. L. Bertoni, J. Opt Soc Amer., 61, № 10, 1397 (1971).

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
1 июня 1979 г,
после доработки
7 января 1980 г

DIFFRACTION OF TWO-DIMENSIONAL WAVE BEAM BY A DOUBLE RIBBON LATTICE

S. L. Prosvirnin, I. I. Reznik

A wave beam is presented in the form of a plane wave expansion. The known solution of the problem of a plane wave diffraction by the double lattice is used. A pass field is investigated by approximate analytical formulas in the case of a thick lattice and numerically if the period is commensurable with the wavelength. Distribution of the pass field in the near zone, the form of the directivity diagram, the value of the passing coefficient depending on the beam parameters and structure are investigated.