

УДК 538.574.6 : 621.372.8

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА СКРЕЩЕННЫХ РЕШЕТКАХ, СОСТОЯЩИХ ИЗ БРУСЬЕВ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

А. И. Адонина, А. М. Андрусенко, Я. С. Комиссаров, В. А. Павлюк

Решена задача о дифракции плоских волн на скрещенной структуре путем непосредственного суммирования многократных отражений в пространстве между решетками. Численно исследованы основные электродинамические характеристики переизлученных полей. Результаты вычислений подвергались экспериментальной проверке в миллиметровом диапазоне волн.

Рассмотрим задачу о дифракции плоских волн, нормально падающих на две периодические решетки, состоящие из металлических прямоугольных брусков толщиной h_1 и h_2 , направления которых образуют в плоскости xOy (рис. 1) угол φ ($0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$). Периоды решеток примем равными l_1 и l_2 , коэффициенты их заполнения θ_1 и θ_2 , а рас-

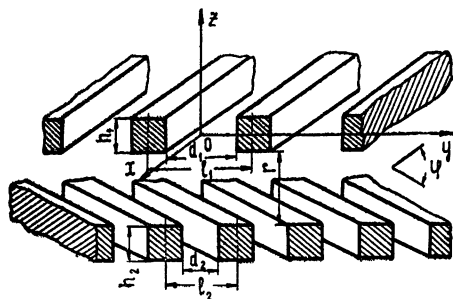


Рис. 1. Скрещенные решетки (φ — угол между направлением металлических полос, r — расстояние между решетками, $\Delta = l_1/l_2$ — отношение периодов, h_i — толщина соответствующей решетки).

стояние между ними r . Используя метод непосредственного суммирования многократных отражений плоской волны [1] от слоев указанной структуры, можно с достаточной степенью точности определить основные амплитудные, фазовые и поляризационные характеристики поля, переизлученного системой препятствий, если известны его интегральные характеристики для каждой решетки в отдельности. При этом расстояние между решетками должно превышать сферу влияния затухающих гармоник, образованных ими.

Сущность метода в применении к двухслойным структурам состоит в следующем: полагая, что волна, прошедшая в пространство между решетками, последовательно отражается от второй и первой решетки с соответствующими каждой из них значениями коэффициента отражения и проходит через решетки с соответствующими значениями коэффициента прозрачности, суммируем все составляющие полей, прошедших в верхнее и нижнее полупространства.

Выбирая период каждой решетки меньше длины волны, а интервал между ними превышающим расстояние, на котором гармоники, образованные соседней решеткой, затухают в e раз, можно считать,

что связь между решетками осуществляется только через основную волну. Обозначим в случае E -поляризации падающей волны коэффициенты отражения и прохождения нулевых гармоник дифракционного спектра через a_n и b_n соответственно (индексы при них означают номер решетки). Для случая H -поляризации аналогичными коэффициентами будут c_n и d_n .

Проследим за несколькими отражениями падающего поля. Не уменьшая общности задачи, будем считать, что на скрещенную структуру падает волна, у которой вектор электрического поля параллелен элементам решетки, расположенной первой в направлении его распространения. При дифракции электромагнитной волны на первой решетке часть ее пройдет с коэффициентом прозрачности b_1 , а часть отразится с коэффициентом отражения a_1 , так что в верхней полуплоскости ($z > 0$) будет существовать поле с комплексной амплитудой

$$E_{x1}^1 = a_1, \quad E_{y1}^1 = 0,$$

а в пространстве между отражателями (решетками)

$$E_{x0}^1 = b_1, \quad E_{y0}^1 = 0.$$

Падающее на вторую решетку поле с амплитудой b_1 образует в нижней полуплоскости две составляющие

$$E_{x2}^1 = b_1(b_2 \cos^2 \varphi + d_2 \sin^2 \varphi) e^{ikr},$$

$$E_{y2}^1 = b_1(b_2 - d_2) \cos \varphi \sin \varphi e^{ikr},$$

а в пространстве между первой и второй решетками (отраженная от второй решетки волна) —

$$E_{x0}^2 = b_1(a_2 \cos^2 \varphi + c_2 \sin^2 \varphi) e^{ikr},$$

$$E_{y0}^2 = b_1(a_2 - c_2) \cos \varphi \sin \varphi e^{ikr},$$

которые при дифракции на первой решетке образуют в верхней полуплоскости поле

$$E_{x1}^2 = A_{1e} b_1, \quad E_{y1}^2 = A_{1j} d_1.$$

В пространстве между решетками (отраженная от первой решетки волна)

$$E_{x0}^3 = A_{1e} a_1, \quad E_{y0}^3 = A_{1j} c_1, \quad (1)$$

где

$$A_{1e} = b_1(a_2 \cos^2 \varphi + c_2 \sin^2 \varphi) e^{2ikr}, \quad A_{1j} = b_1(a_2 - c_2) \cos \varphi \sin \varphi e^{2ikr}.$$

Поле (1) при дифракции на второй решетке образует в нижней полуплоскости составляющие

$$E_{x2}^2 = A_{1e} u_e + A_{1j} v_e, \quad E_{y2}^2 = A_{1e} u_j + A_{1j} v_j,$$

и отраженное от второй решетки поле (1) при дифракции на первой образует в верхнем полупространстве

$$E_{x1}^3 = A_{2e} b_1, \quad E_{y1}^3 = A_{2j} d_1$$

и т. д.

Здесь

$$\begin{aligned} u_e &= a_1(b_2 \cos^2 \varphi + d_2 \sin^2 \varphi) e^{ikr}, \\ v_e &= c_1(b_2 - d_2) \cos \varphi \sin \varphi e^{ikr}, \\ u_j &= a_1(b_2 - d_2) \cos \varphi \sin \varphi e^{ikr}, \\ v_j &= c_1(b_2 \sin^2 \varphi + d_2 \cos^2 \varphi) e^{ikr}. \end{aligned}$$

Если проследить за отражениями более высокого порядка, то можно заметить определенную закономерность при составлении E_{xi}^p - и E_{yi}^p -компонент, вследствие чего поля в верхней (a_{0x} , a_{0y}) и нижней (b_{0x} , b_{0y}) полуплоскостях можно записать в виде

$$\begin{aligned} a_{0x} &= \sum_{p=1}^{\infty} E_{x1}^p = a_1 + b_1 \sum_{n=1}^{\infty} A_{ne}, \\ a_{0y} &= \sum_{p=1}^{\infty} E_{y1}^p = d_1 \sum_{n=1}^{\infty} A_{nj}, \end{aligned} \quad (2)$$

$$b_{0x} = \sum_{p=1}^{\infty} E_{x2}^p = b_1(b_2 \cos^2 \varphi + d_2 \sin^2 \varphi) e^{ikr} + u_e \sum_{n=1}^{\infty} A_{ne} + v_e \sum_{n=1}^{\infty} A_{nj},$$

$$b_{0y} = \sum_{p=1}^{\infty} E_{y2}^p = b_1(b_2 - d_2) \cos \varphi \sin \varphi e^{ikr} + u_j \sum_{n=1}^{\infty} A_{ne} + v_j \sum_{n=1}^{\infty} A_{nj},$$

где

$$\begin{aligned} A_{(n+1)e} &= A_{ne} f_e + A_{nj} \psi_e, \\ A_{(n+1)j} &= A_{ne} f_j + A_{nj} \psi_j, \\ f_e &= a_1(a_2 \cos^2 \varphi + c_2 \sin^2 \varphi) e^{2ikr}, \\ \psi_e &= c_1(a_2 - c_2) \cos \varphi \sin \varphi e^{2ikr}, \\ f_j &= a_1(a_2 - c_2) \cos \varphi \sin \varphi e^{2ikr}, \\ \psi_j &= c_1(a_2 \sin^2 \varphi + c_2 \cos^2 \varphi) e^{2ikr}. \end{aligned}$$

Таким образом, при дифракции электромагнитной волны на двух скрещенных периодических решетках получаем в общем случае отраженное и прошедшее поле в виде эллиптически поляризованной волны, так как выражение (2) представляет собой параметрическое задание эллипса. Переходя к его каноническому виду, запишем выражения для коэффициента эллиптичности $k_{отр}^2$ и угла наклона большой оси эллипса относительно оси Ox отраженного поля $\beta_{отр}$ в виде

$$k_{отр}^2 = \frac{|a_{0x}|^2 + |a_{0y}|^2 - [|a_{0x}|^4 + |a_{0y}|^4 + 2|a_{0x}|^2 |a_{0y}|^2 \cos(2\Omega)]^{1/2}}{|a_{0x}|^2 + |a_{0y}|^2 + [|a_{0x}|^4 + |a_{0y}|^4 + 2|a_{0x}|^2 |a_{0y}|^2 \cos(2\Omega)]^{1/2}}; \quad (3)$$

$$\beta_{отр} = \frac{1}{2} \arctg \frac{2|a_{0x}||a_{0y}|\cos\Omega}{|a_{0x}|^2 - |a_{0y}|^2}. \quad (4)$$

Угол сдвига фаз между ортогонально поляризованными компонентами Ω , знак которого определяет направление вращения суммарного вектора электрического поля, а величина влияет на значения $k_{отр}$ и $\beta_{отр}$ в отраженном поле, равен

$$\Omega = \arctg a''_{0x}/a'_{0x} - \arctg a''_{0y}/a'_{0y}. \quad (5)$$

Полная амплитуда волны в этом случае определялась выражением

$$a_m = \sqrt{|a_{0x}|^2 + |a_{0y}|^2}. \quad (6)$$

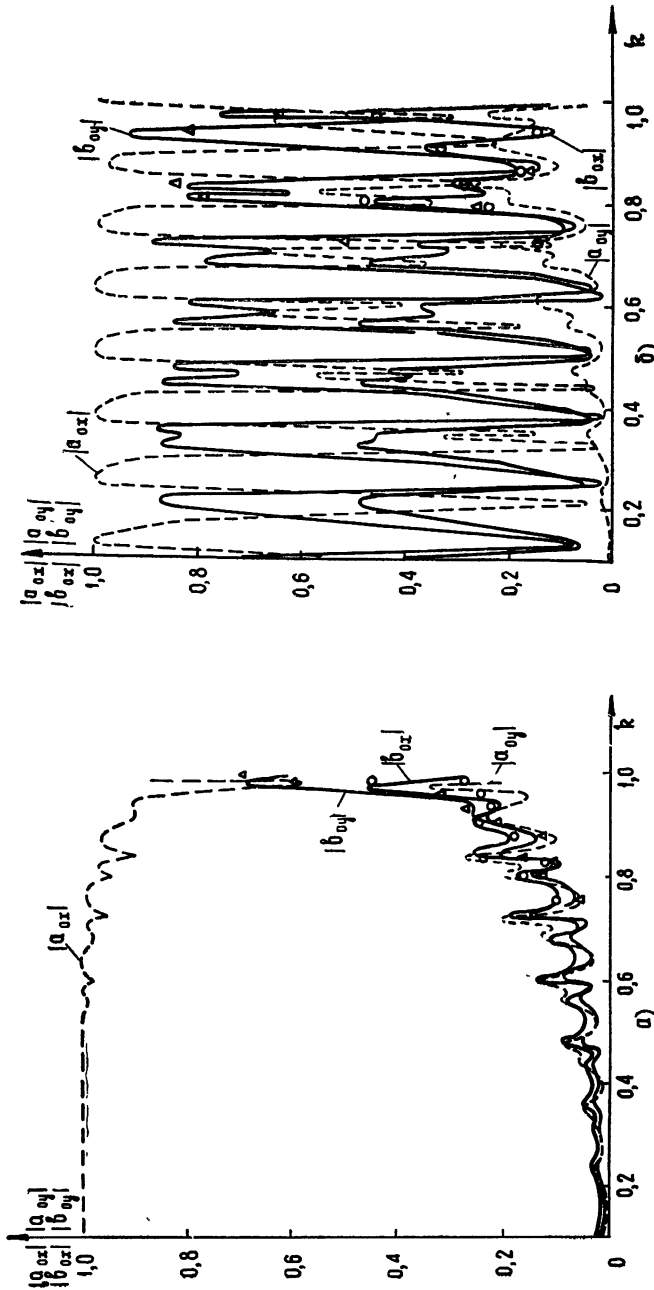


Рис. 2. Зависимость ортогональных компонент отраженного ($|a_{ox}|$, $|a_{oy}|$) и прошедшего ($|b_{ox}|$, $|b_{oy}|$) полей от $k = 2\pi/\lambda$ для случаев а) E -поляризованного падающего поля, б) H -поляризованного падающего поля. Для обеих поляризаций $\varphi = 60^\circ$, $\Delta = 1$, $h_1 = h_2 = \pi/4$, $\beta_1 = \beta_2 = 0,5$, $r = 8\pi$. Значки на кривых — экспериментальные точки.

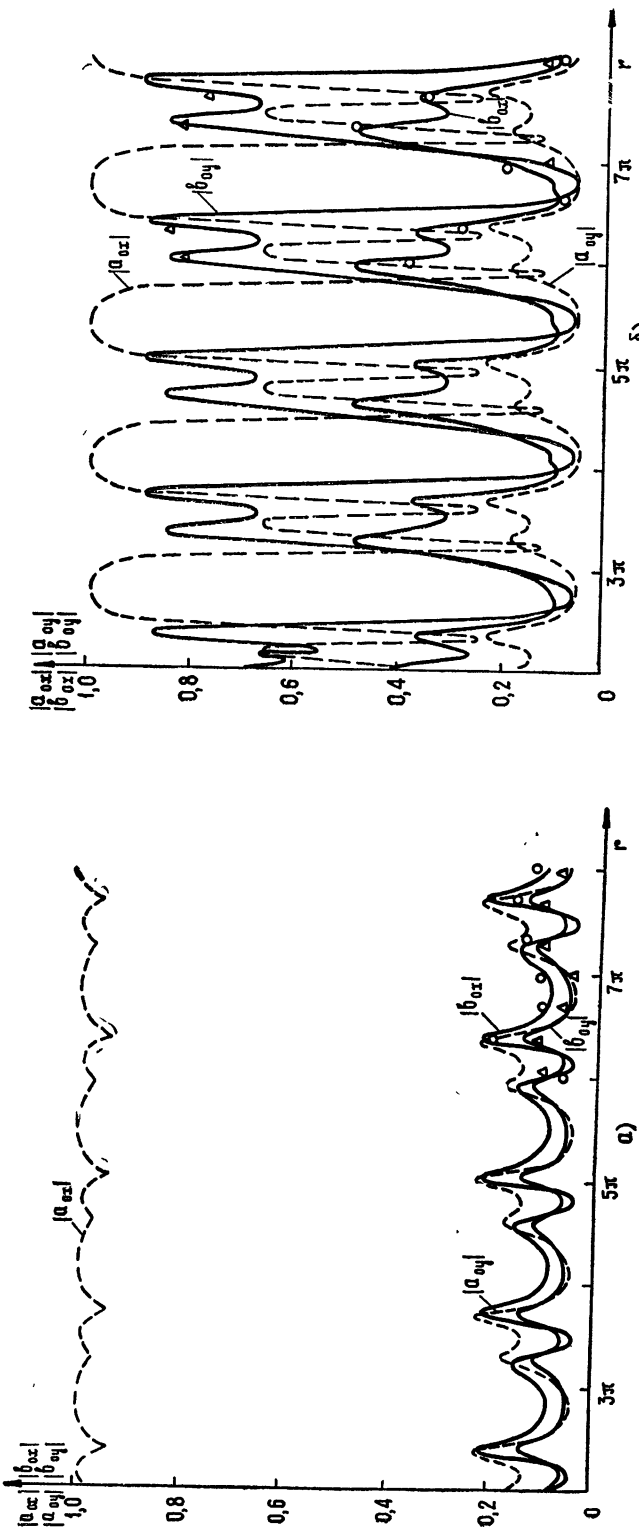


Рис. 3. Зависимость ортогональных компонент отраженного ($|a_{ox}|$, $|a_{oy}|$) и прошедшего ($|b_{ox}|$, $|b_{oy}|$) полей от расстояния между решетками для а) E-поляризованного падающего поля и б) H-поляризованного падающего поля ($\varphi=60^\circ$, $\Delta=1$, $n_1=n_2=\pi/4$, $\theta_1=\theta_2=0.5$, $k=0.75$).

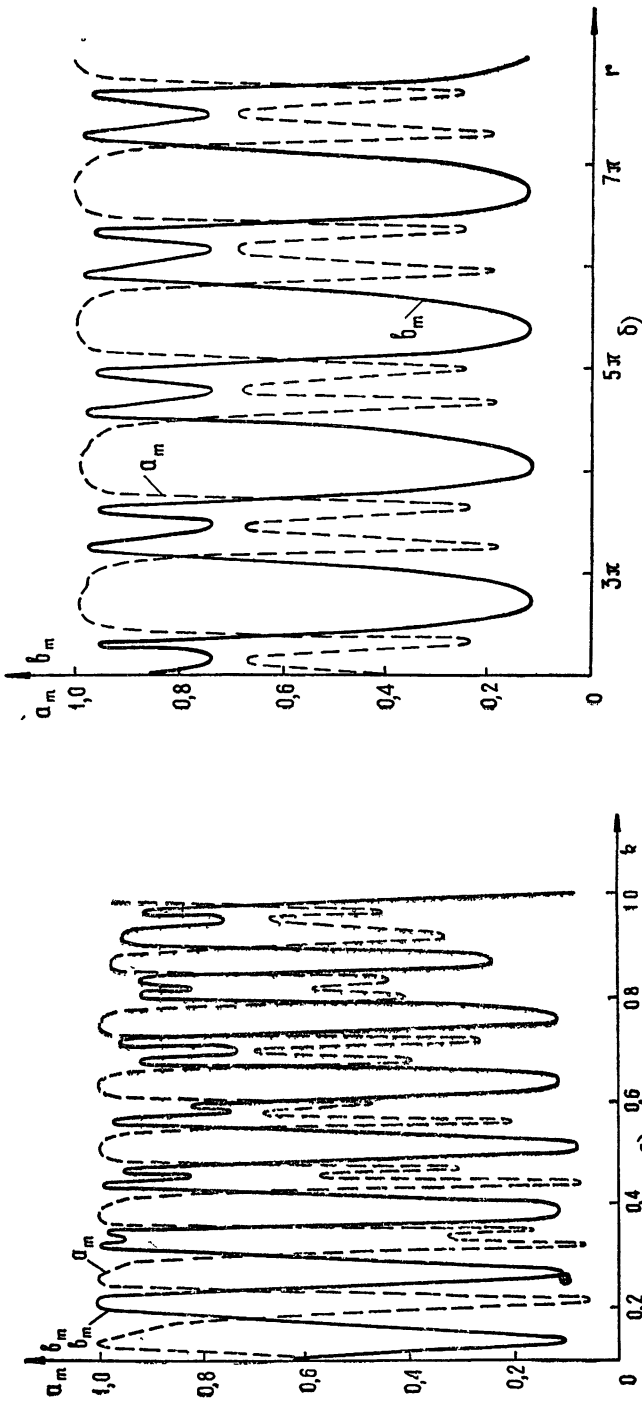


Рис. 4. Зависимость полной амплитуды дифрагированной волны в прошедшем (b_m) и отраженном (a_m) полях от r ($k = 2\pi/\lambda$, $\varphi = 60^\circ$, $\Delta = 1$, $h_1 = h_2 = \pi/4$, $\theta_1 = \theta_2 = 0.5$, $r = 8\pi$) и от b) ($\varphi = 60^\circ$, $\Delta = 1$, $h_1 = h_2 = \pi/4$, $\theta_1 = \theta_2 = 0.5$, $r = 8\pi$).

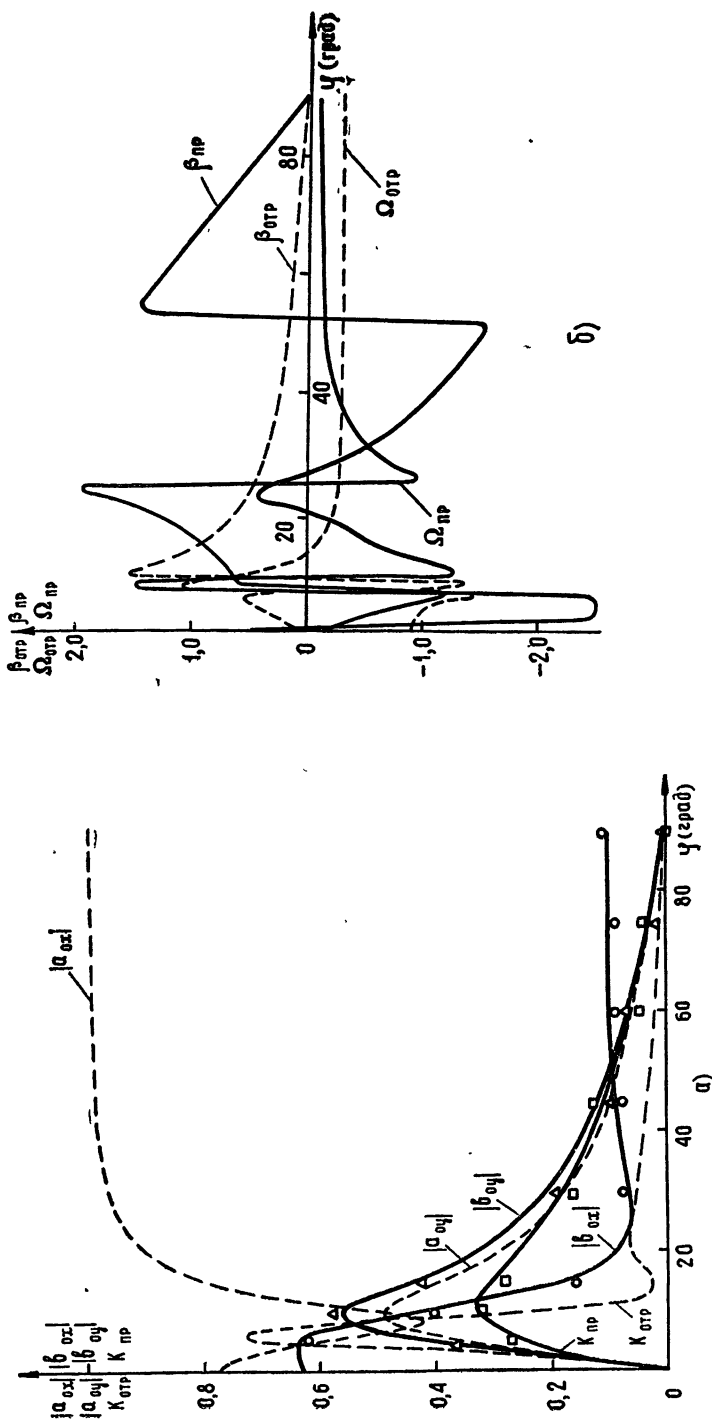


Рис. 5 Зависимость основных амплитудных и поляризационных характеристик отраженного (индекс опр) и прошедшего (индекс пр) полей от угла скрещения решеток χ для H -поляризованного падающего поля ($\Delta=1$, $k_1=\frac{1}{2}$, $k_2=\frac{\pi}{4}$, $\theta_1=\theta_2=0.5$, $r=8\pi$, $k=0.75$).

Для прошедшего поля вместо a_{0x} и a_{0y} в формулы (3)—(6) необходимо подставить b_{0x} и b_{0y} соответственно.

Нахождение нулевых гармоник дифракционного спектра, переизлученного отдельными решетками скрещенной структуры, проводилось методом, предложенным в [2], путем численного решения систем линейных алгебраических уравнений, описывающих явления дифракции плоских волн на каждом препятствии, входящем в исследуемую систему. Затем, с помощью ЭВМ М-20, согласно (2)—(6), вычислялись зависимости ортогональных компонент, разности фаз между ними, коэффициента эллиптичности, полной амплитуды дифрагированной волны, а также угла ориентации поляризационного эллипса в отраженном и прошедшем полях от различных параметров рассматриваемой структуры. Некоторые результаты представлены на рис. 2—5.

Рис. 2 иллюстрирует влияние на амплитудные характеристики переизлученного поля соотношения между периодом скрещенных решеток и длиной падающей волны. В случае E -поляризации рассмотренной структуре свойственны высокие отражательные способности по x -компоненте, при этом y -составляющая коэффициента отражения не превышает 0,35. В прошедшем поле для $k < 0,9$ разность амплитуд ортогональных компонент $|b_{0x}| - |b_{0y}|$ составляет менее 0,05, а при $k > 0,9$ она меняет знак и достигает величины, равной 0,2. Для H -поляризации характерным является резкое изменение амплитуды x -компоненты в отраженном и прошедшем полях (рис. 2 б). Экстремальные значения ортогональных составляющих периодичны по k во всей длинноволновой области для обеих поляризации. Варьируя интервалом между отражателями (решетками), можно управлять с периодом $\lambda/2$ прозрачностью скрещенной структуры, причем диапазон изменения величины ортогональных компонент в случае H -поляризованной волны значительно больше, чем для E -поляризованной волны (рис. 3).

Показанные на рис. 4 зависимости полной амплитуды волны от k и r свидетельствуют о том, что вычисленные по формулам (2) энергетические характеристики переизлученного поля хорошо удовлетворяют закону сохранения энергии.

Изменяя угол скрещения (рис. 5), можно плавно регулировать прозрачность структуры и формировать участки линейной зависимости поляризационных коэффициентов от φ , количественные и качественные характеристики которых определяются геометрическими параметрами решеток.

С использованием методики измерений, предложенной в [3], проводилась экспериментальная проверка вычисленных значений ортогональных компонент и коэффициента эллиптичности в прошедшем поле в миллиметровом диапазоне волн на установке, описанной в [4]. Среднеквадратичная ошибка при нахождении амплитудных и поляризационных коэффициентов составляла соответственно $5 \cdot 10^{-3}$ и $1,1 \cdot 10^{-2}$. Отклонения между расчетными и опытными значениями коэффициентов прозрачности не превышали 7%, а эллиптичности—15%.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Бреховских, Волны в слоистых средах, изд АН СССР, М., 1957.
2. С. А. Масалов, Диссертация, Харьков, 1965.
3. Я. С. Комиссаров, В. А. Павлюк, Г. Г. Половников, Радиотехника, сб. изд ХГУ, 7, 94 (1968).
4. Я. С. Комиссаров, В. А. Павлюк, А. В. Провалов, Г. Г. Половников, В. П. Шестопалов, ПТЭ, 4, 82 (1968)

DIFFRACTION OF ELECTROMAGNETIC WAVES ON CROSSED ARRAYS
CONSISTED OF BARS OF RECTANGULAR FORM

A. I. Adonina, A. M. Andrusenko, Ya. S. Komissarov, V. A. Pavlyuk

The diffraction of plane waves on a crossed structure is solved by means of indirect summation of multiple reflections in the space between arrays. The main electrodynamic characteristics of reradiated fields are numerically investigated. The calculation results are verified experimentally in millimeter wave range.
