

## К ИССЛЕДОВАНИЮ ДИФРАКЦИИ НА КОНЕЧНОЙ РЕШЕТКЕ ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ ПРОВОДНИКОВ

Э. М. Инспекторов

Для решения двумерной задачи дифракции на решетке параллельных проводников могут быть применены как метод интегральных уравнений [1, 2], позволяющий определить распределение тока по периметру проводников, так и методы, в которых распределение тока в явном виде не определяется [3-5]. В большинстве случаев рассматриваются решетки с относительно большими значениями периода  $d$  и радиуса проводников  $a$ .

В данной работе методом интегральных уравнений исследуется решетка с достаточно малыми значениями  $d$  и  $a$ , что соответствует различного рода рефлекторам, применяемым в антенных устройствах. Исследуется два вида решеток (см. рис. 1): плоская решетка при падении на нее плоской волны и решетка цилиндрического профиля при падении на нее волны, близкой к цилиндрической (источник —  $H$ -секторный рупор с малым углом раскрытия). Решетка эквидистантна и выполнена из двенадцати идеально проводящих цилиндрических проводников.

Для решения задачи использовалось интегральное уравнение Фредгольма 2-го рода:

$$I_z^0(u_2) + 2 \oint I_z^0(u_1') \frac{\partial G}{\partial u_1} dl = -2 \int_{i_{ст}} \left\{ j_{z,ст}^0 \frac{\partial G}{\partial u_1} + j_{u_2}^{M,ст} \left[ i\omega \epsilon G \cos(\theta' - \theta) + \frac{1}{i\omega \mu} \frac{\partial^2 G}{\partial u_2^2} \right] \right\} dl. \quad (1)$$

Здесь применены декартова  $(x, y, z)$  и ортогональная криволинейная  $(u_1, u_2, z)$  системы координат (см. рис. 1); штрихом обозначена переменная точка интегрирования;  $G = (1/4i) H_0^{(2)}(kR)$  — двумерная функция Грина для свободного пространства.

Уравнение (1) решалось численно путем сведения к системе линейных алгебраических уравнений (ток определялся в двенадцати точках по периметру каждого цилиндра). По найденным из решения (1) токам и заданным сторонним токам  $j_{z,ст}^0$  и  $j_{u_2}^{M,ст}$  рассчитывались составляющие  $E_z$ ,  $H_x$  и  $H_y$  в области тени. При расчетах рассматривались решетки с  $d = 0,05 \div 0,15 \lambda$  и  $ka = 0,0125 \div 0,075$ .

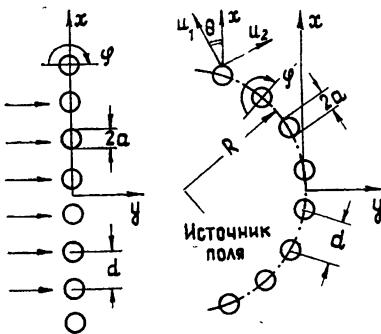


Рис. 1.

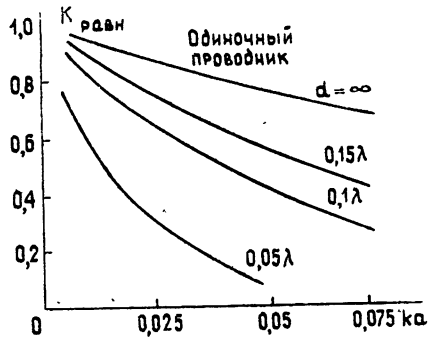


Рис. 2.

Исследования показали, что распределение тока по периметру проводников практически не зависит от конфигурации решетки и падающего поля, для достаточно тонких проводников ( $ka \leq 0,05$ ) в центральной области решетки оно хорошо аппроксимируется формулой

$$I_z^0(\varphi) = \Delta + \cos \varphi. \quad (2)$$

Угол  $\varphi$  (см. рис. 1) отсчитывается от центра освещенной стороны проводника, величина  $\Delta$  связана с коэффициентом равномерности тока  $K_{равн}$ , определяемым как отношение минимальной и максимальной амплитуды тока по периметру:

$$\Delta = (1 + K_{равн}) / (1 - K_{равн}). \quad (3)$$

Значения  $K_{\text{пад}}$  можно определить по графикам (см. рис. 2). При  $ka > 0,05$  амплитуда тока с увеличением  $\phi$  спадает быстрее, чем по закону (2). Максимальная погрешность аппроксимации распределения тока выражением (2) для  $d = 0,1\lambda$  и  $ka = 0,025$  не более 2%, а для  $ka = 0,05$  — не более 10%.

Крайние эффекты локализованы в области двух-трех крайних проводников и проявляются в следующем:

1) Для крайнего проводника  $\Delta$  на 10 + 20% больше, чем для центральной области, минимум распределения тока смещается к центру решетки.

2) Для второго с краю проводника  $\Delta$  на 5 + 10% меньше и далее плавно возрастает при приближении к центральной области.

Для оценки точности полученного решения проверялось выполнение условия  $E_{z \text{ сумм}} = 0$  на поверхности цилиндров, отклонение  $E_{z \text{ сумм}}$  от нуля не превышало 3%  $E_{z \text{ пад}}$ .

Некоторые результаты расчета поля в области тени (ослабление составляющей  $E_z$  на оси симметрии) приведены на рис. 3 для плоской решетки и на рис. 4 — для решетки цилиндрического профиля. Кривая для сплошного рефлектора на рис. 3 также получена методом интегральных уравнений.

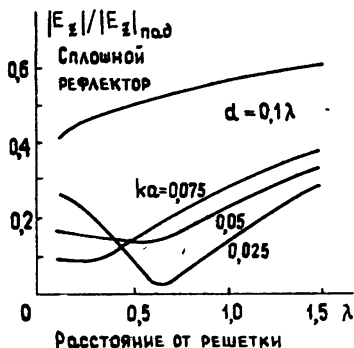


Рис. 3.

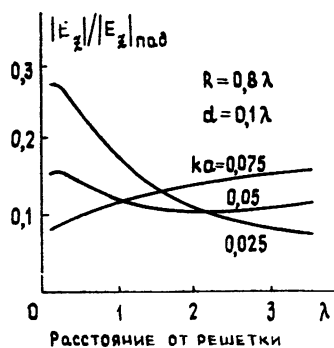


Рис. 4.

Исследование поля в области тени показало:

1) вблизи решетки амплитуда  $E_z$  и  $H_x$  определяется коэффициентом прохождения для бесконечной решетки;

2) с удалением от решетки при увеличении коэффициента прохождения поле не увеличивается, а уменьшается и может быть даже меньше, чем для сплошного рефлектора. Это является следствием взаимной компенсации прошедшего сквозь решетку и дифрагировавшего на краях полей.

Компенсация начинается вблизи решетки в точках, где уровень дифрагировавшего поля уже достаточно высок (ослабление для сплошного рефлектора не более 10 + 15 дБ) и сохраняется на расстояниях, значительно (в десять и более раз) превышающих размер решетки. Эффект компенсации (для случая  $H$ -волн был отмечен в [9]) может найти практическое применение для улучшения экранирующих свойств рефлекторов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Галишникова Т. Н., Ильинский А. С. — В сб.: Прямые и обратные задачи теории антенн. — М.: Гос. ун-т, 1976, с. 24.
2. Воеводина С. Н., Дмитриев В. И. — В сб.: Прямые и обратные задачи теории антенн. — М.: Гос. ун-т, 1976, с. 39.
3. Климов А. Е. — Акуст. журн., 1980, 26, № 1, с. 145.
4. Кошпаренко В. Н., Мележик П. Н., Поединчук А. Е., Шестопалов В. П. — ДАН СССР, 1980, 252, № 2, с. 328.
5. Глушцов А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1980, 23, № 5, с. 637.
6. Вяхирев Н. И., Яцкевич В. А. — Изв. вузов — Радиоэлектроника, 1981, 24, № 2, с. 109.

Гомельский государственный университет

Поступила в редакцию 18 мая 1981 г.