

УДК 538.574.6

## ПРИБЛИЖЕННОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ДИФРАКЦИИ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ НА СЕТЧАТОЙ ПОЛУПЛОСКОСТИ, ПАРАЛЛЕЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ, И ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК НАПРАВЛЕННОСТИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ

М. И. Астрахан, А. Д. Жуков

Получены простые по форме приближенные решения для задачи дифракции плоской  $E$ -поляризованной волны на сетчатых полуплоскостях различной конфигураций, параллельных поверхности земли, и задачи излучения вертикального электрического диполя, расположенного на такой структуре. Обсуждаются рекомендации по выбору формы ячейки и других параметров задачи.

Эффективным методом решения электродинамических задач с сетчатыми структурами является метод усредненных граничных условий, предложенный Конторовичем [1]. При помощи этого метода исследованы экранирующие и замедляющие свойства бесконечных проводящих сеток с ячейками прямоугольной (квадратной) и косоугольной (ромбической) формы, расположенных в свободном пространстве [2-4] и вблизи поверхности земли [5], а также решен ряд других задач. При этом математическая форма решения оказывается, как правило, достаточно простой. Последнее особенно важно при исследовании влияния многочисленных параметров: размеров и высоты экрана, формы ячейки сетки и диаметра проводников, характера контакта в перекрытиях, диэлектрической проницаемости и проводимости почвы, рабочей длины волны.

Необходимо напомнить, что применение протяженного экрана металлизации непосредственно перед антенной вертикальной поляризации приводит к значительному увеличению уровня поля при малых углах места (например, как показали измерения в КВ диапазоне [6], реальные ослабления, связанные с влиянием земли, составляют —  $(30 \div 20)$  дБ для углов места  $0,5-4^\circ$ ).

*Постановка задачи и метод решения.* Как известно, решение задачи дифракции плоской волны на некоторой структуре и решение задачи об излучении электрического диполя, расположенного вблизи этой же структуры, связаны простым соотношением, вытекающим из леммы Лоренца:

$$E(P, Q) = \frac{ik}{c} \frac{e^{-ikR}}{R} E(Q, P), \quad (1)$$

где  $E(P, Q)$  — поле в точке  $P$ , создаваемое диполем, расположенным в точке  $Q$  вблизи рассматриваемой структуры (рис. 1),  $E(Q, P)$  — дифрагированное поле в точке  $Q$ , создаваемое диполем, расположенным в дальней зоне в точке  $P$ ,  $R$  — расстояние между точками  $P$  и  $Q$ .

Таким образом, достаточно решить одну из этих задач, чтобы сразу же написать решение другой, пользуясь (1); кроме того, при выборе метода решения можно исходить из анализа известных решений как задач дифракции, так и задач возбуждения.

Анализ показал, что применение точных методов решения не приведет к простым по форме или легко анализируемым результатам для

интересующего нас случая сетчатой полуплоскости, параллельной земле. Прежде всего это подтверждается видом конечных формул в работах [7, 8], в первой из которых была применена так называемая теорема компенсации, а во второй использовалась функция ослабления Зоммерфельда при вычислении вторичного поля; решение имеет вид квадратур от сложных функций, так что вычисление их возможно только с помощью ЭВМ. Показательным является также рассмотренный в работе [10] наиболее простой частный случай дифракции на сетчатой полуплоскости: система параллельных проводников расположена параллельно ребру полуплоскости, вектор напряженности электрического поля падающей плоской волны также параллелен ребру, сетка расположена в свободном пространстве; решение найдено в виде квадратур, которые для дальнейшей вычислены методом перевала при определенных ограничениях. Наконец, сложность конечных формул при применении точных методов подтверждается примерами других задач дифракции на полубесконечных структурах [11] и известными задачами теории береговой рефракции.

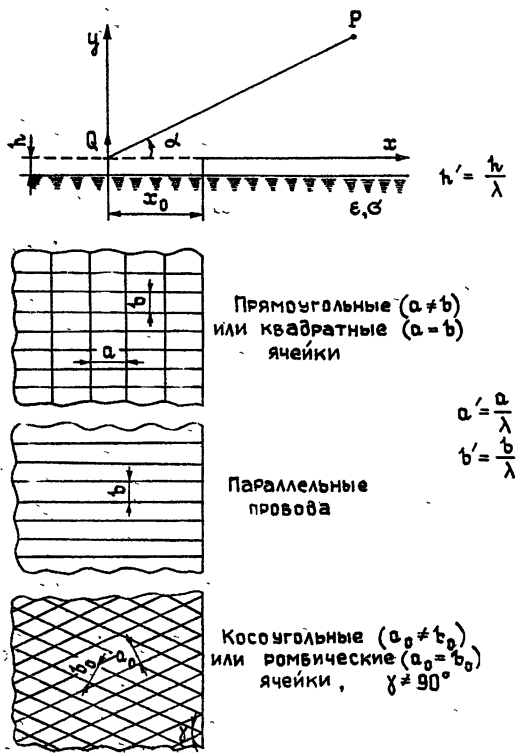


Рис. 1.

С другой стороны, сами усредненные граничные условия являются приближенными (асимптотическими), поэтому стремление найти с их помощью решение задачи, используя строгие методы, является, на наш взгляд, необоснованным. Итак, необходимость получения простого по форме результата вынуждает нас обратиться к приближенному методу решения поставленной задачи.

Пусть на сетчатую полуплоскость, параллельную поверхности земли, падает плоская  $E$ -поляризованная волна  $H_z^{\text{пад}} = -H_0 \exp[-ik \times (x \sin \theta_0 + y \cos \theta_0)]$ . Найдем дифрагированное поле, создаваемое

в точке  $Q$  полуплоскости, отстоящей на расстоянии  $x_0$  от ребра. В силу геометрической симметрии задачи будут существовать три компоненты поля  $H_z$ ,  $E_x$  и  $E_y$ , которые связаны известными соотношениями:

$$E_y = \frac{i}{\omega \varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x}, \quad E_x = -\frac{i}{\omega \varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y}. \quad (2)$$

Следуя работе [12] и выбирая функцию Грина в виде

$$G(r, r') = \frac{i}{4} \{ H_0^{(2)} [k \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}] + H_0^{(2)} [k \sqrt{(x-x')^2 + (y+y')^2}] \} \quad (3)$$

(последнее обеспечивает выполнение равенства  $\partial G / \partial y' = 0$  при  $y = 0$ ), получаем интегральное уравнение для полного поля на поверхности сетчатой полуплоскости:

$$H_z(x, 0) = 2H_0 e^{ikx \sin \theta_0} + \frac{i}{2} \int_{-\infty}^{\infty} H_0^{(2)} [k(x-x')] \left( \frac{\partial H_z}{\partial y'} \right)_{y'=0} dx'. \quad (4)$$

Преобразуем равенство (4), используя формулы (2) и известное для цилиндрических функций соотношение  $\frac{\partial H_0^{(2)}(u)}{\partial u} = -H_1^{(2)}(u)$ :

$$E_y(x, 0) = 2E_0 \sin \theta_0 e^{-ikx \sin \theta_0} + \frac{ik}{2} \int_{-\infty}^{\infty} H_1^{(2)} [k(x-x')] E_x(x', 0) dx', \quad (5)$$

где

$$E_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} H_0.$$

Интегральное уравнение (5) решим приближенно, используя известное допущение, эквивалентное приближению физической оптики, что на поверхности сетчатой и земляной полуплоскостей справедливы решения для соответствующих безграничных поверхностей. Тогда для сетчатой полуплоскости можем написать

$$E_x(x, 0) = E_0 (1 - R_{\parallel}^e) \cos \theta_0 e^{-ikx \sin \theta_0} \quad (-\infty < x < 0), \quad (6)$$

где  $R_{\parallel}^e$  — коэффициент отражения плоской волны от плоской сетки, параллельной поверхности земли. В работе [5] получены формулы коэффициентов отражения для сеток с различной формой ячеек (ромб, прямоугольник, квадрат, система параллельных проводов) при произвольной поляризации падающей волны. В качестве примера приведем формулы для сетки с квадратными ячейками при интересующей нас  $E$ -поляризации волны

$$R_{\parallel}^e = f_{\parallel} e^{-i\psi} - (1 - f_{\parallel} e^{-i\psi})^2 (R_{\parallel}^0 I_0 + \cos \theta_0 f_{\perp} e^{-i\psi}) I^{-1}, \quad (7)$$

где

$$I = -I_0 + f_{\parallel} e^{-i\psi} R_{\parallel}^0 I_0 + f_{\perp} e^{-i\psi} R_{\perp}^0 I_0 + f_{\parallel} f_{\perp} e^{-i2\psi} \cos \theta_0,$$

$$R_{\parallel}^0 = \cos \theta_0 \left[ 1 + F + ix \cos \theta_0 \left( 1 - \frac{2\chi}{2+\chi} \sin^2 \theta_0 \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi \right) \right] I_0^{-1},$$

$$R_{\perp}^0 = - \left\{ \cos \theta_0 + ix \left[ 1 + F - \sin^2 \theta_0 \left( \frac{1+\gamma}{2+\chi} - \frac{2\chi}{2+\chi} \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi \right) \right] \right\} I_0^{-1},$$

$$I_0 = [1 + ix \cos \theta_0 (1 + F)] \left[ \cos \theta_0 + ix \left( 1 + F - \frac{1 + \chi}{2 + \chi} \sin^2 \theta_0 \right) \right] + \\ + ix \frac{\chi}{2 + \chi} \sin^4 \theta_0 \cos^2 \varphi \sin^2 \varphi (2 + ix \cos \theta_0),$$

$$x = \frac{2a}{\lambda} \ln \frac{a}{2\pi r_0}, \quad f_{\parallel} = \frac{\varepsilon \cos \theta_0 - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0}}{\varepsilon \cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0}},$$

$$f_{\perp} = \frac{\cos \theta_0 - \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0}}{\cos \theta_0 + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta_0}},$$

$\varepsilon = \varepsilon' - i60\lambda\sigma$ ,  $\varphi = (4\pi h/\lambda) \cos \theta_0$ ,  $\chi$  — характеризует контакт между проводниками в узлах ячеек,  $F$  — учитывает конечную проводимость и отличную от единицы магнитную проницаемость материала проводников сетки (формулы для вычисления  $\chi$  и  $F$  приведены в работе [13]).

На поверхности земли граничные условия записываются при помощи коэффициента отражения Френеля  $f_{\parallel}$  для вертикальной поляризации; так как граничное условие накладывается не на самой поверхности земли ( $y = -h$ ), а на полуплоскости  $y = 0$ ,  $x < 0$ , являющейся продолжением сетки, то необходимо учесть фазовый сдвиг:

$$E_x(x, 0) = E_0(1 - f_{\parallel}^*) \cos \theta_0 e^{-ikx \sin \theta_0} \quad (0 < x < \infty), \quad (8) \\ f_{\parallel}^* = f_{\parallel} e^{-i\psi}.$$

Приближенные равенства (6) и (8) позволяют после несложных преобразований перейти от строгого интегрального уравнения (5) к решению в виде квадратуры:

$$E_y(x, 0) = 2E_0 e^{-ikx \sin \theta_0} \left[ \frac{1 + R_{\parallel}^e}{2} \sin \theta_0 - \frac{ik}{2} \cos \theta_0 (R_{\parallel}^e - \right. \\ \left. - f_{\parallel}^*) \int_x^{\infty} H_1^{(2)}(kt) e^{ikt \sin \theta_0} dt \right]. \quad (9)$$

Дальнейшее упрощение формулы (9) достигается в результате использования в подынтегральном выражении асимптотического представления функции Ханкеля при больших значениях аргумента (условие  $kx \gg 1$  справедливо для точек на сетчатой полуплоскости, не очень близких к ребру). Окончательное выражение имеет более простую форму записи благодаря переходу от угла падения  $\theta_0$  к углу возвышения  $\alpha_0 = 90^\circ - \theta_0$ :

$$E_y(x, 0) = E_0 e^{-ikx \cos \alpha_0} \left\{ (1 + R_{\parallel}^e) \cos \alpha_0 - (R_{\parallel}^e - f_{\parallel}^*) \times \right. \\ \left. \times \cos \frac{\alpha_0}{2} \left[ 1 - \sqrt{2} e^{i\pi/4} F \left( 2 \sqrt{\frac{kx}{\pi}} \sin \frac{\alpha_0}{2} \right) \right] \right\}, \quad (10)$$

где  $F(z) = \int_0^z e^{-i\pi u^2/2} du = C(z) - iS(z)$  — интеграл Френеля.

В частном случае металлической полуплоскости ( $R_{\parallel}^e = 1$ ) формула (10), как и следовало ожидать, совпадает с результатом работы [12].

Найденное решение для задачи дифракции позволяет нам сразу же, используя формулу (1), написать выражение для диаграммы направленности в дальней зоне вертикального электрического диполя, расположенного в точке  $Q$  на сетчатой полуплоскости (рис. 1):

$$\frac{E_{\alpha}}{2E_0} = \frac{1}{2} \left\{ (1 + R_{\parallel}^e) \cos \alpha - (R_{\parallel}^e - f_{\parallel}^*) \cos \frac{\alpha}{2} \left[ 1 - (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx_0}{\pi}} \sin \frac{\alpha}{2} \right) \right] \right\}. \quad (11)$$

Нетрудно убедиться, что полученная формула дает правильные предельные переходы в частных случаях сетчатой полуплоскости, когда  $f_{\parallel}^* = R_{\parallel}^e$ :

$$\frac{E_{\alpha}}{2E_0} = \cos \alpha \frac{1 + R_{\parallel}^e}{2}, \quad (12)$$

и в случае однородной земной поверхности

$$\frac{E_{\alpha}}{2E_0} = \cos \alpha \frac{1 + f_{\parallel}}{2}. \quad (13)$$

*Анализ формул и численные результаты.* Для проведения дальнейшего анализа и сравнения полученного решения с результатами других работ преобразуем формулу (11). Так как основной интерес представляет излучение под малыми углами, то прежде всего сделаем упрощение, заменив  $\cos \alpha/2$  во втором слагаемом на  $\cos \alpha$ ; нетрудно проверить, что, например, для углов  $\alpha \leq 10^\circ$  погрешность такой замены не превышает 1% от значения второго слагаемого. Затем сгруппируем члены в фигурных скобках двумя способами:

$$\begin{aligned} \frac{E_{\alpha}}{2E_0} &= \frac{\cos \alpha}{2} \left\{ 1 + f_{\parallel}^* + (R_{\parallel}^e - f_{\parallel}^*) (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx_0}{\pi}} \sin \frac{\alpha}{2} \right) \right\} = \\ &= \cos \alpha \frac{1 + R_{\parallel}^e}{2} \left\{ 1 - \frac{R_{\parallel}^e - f_{\parallel}^*}{1 + R_{\parallel}^e} \left[ 1 - (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx_0}{\pi}} \sin \frac{\alpha}{2} \right) \right] \right\} = \end{aligned} \quad (14)$$

$$= \cos \alpha \frac{1 + f_{\parallel}^*}{2} \left\{ 1 + \frac{R_{\parallel}^e - f_{\parallel}^*}{1 + f_{\parallel}^*} (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx_0}{\pi}} \sin \frac{\alpha}{2} \right) \right\}. \quad (15)$$

Сравнивая формулы (14) и (15) соответственно с (12) и (13), видим, что выражения в фигурных скобках учитывают влияние неоднородности поверхности либо по отношению к сетчатой плоскости, либо по отношению к однородной поверхности земли. В первом случае можно ввести множитель ослабления  $w$ , характеризующий ослабляющее влияние земли, а во втором случае — коэффициент усиления  $g$ , характеризующий возрастание сигнала из-за присутствия сетчатой полуплоскости:

$$\frac{E_{\alpha}}{2E_0} = \cos \alpha \frac{1 + R_{\parallel}^e}{2} w = \cos \alpha \frac{1 + f_{\parallel}^*}{2} g, \quad (16)$$

где

$$w = 1 - \frac{R_{\parallel}^e - f_{\parallel}^*}{1 + R_{\parallel}^e} \left[ 1 + (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx_0}{\pi}} \sin \frac{\alpha}{2} \right) \right]; \quad (17)$$

$$g = 1 + \frac{R_{\parallel}^e - f_{\parallel}^*}{1 + f_{\parallel}^*} (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx_0}{\pi}} \sin \frac{\alpha}{2} \right). \quad (18)$$

Найденная формула, как видно, имеет простой вид, и расчеты по ней не представляют затруднений. Так как коэффициенты  $R_{\parallel}^e$  и  $f_{\parallel}^*$  выражаются через элементарные функции, а значения интеграла Френеля табулированы, то не обязательно применение вычислительной техники, однако для получения большого числа зависимостей целесообразно выполнить расчеты на ЭВМ.

Вместе с тем, полученная формула, в отличие от результатов работ [7, 8], допускает и аналитическое исследование. Прежде всего, необходимо отметить, что согласно формулам (16), (17) нет такого простого разделения действия конечности сетчатого экрана и его проницаемости, которое использовалось в работе [9].

Преобразуем формулу (18). Коэффициент отражения от бесконечной сетки, параллельной земле,  $R_{\parallel}^e$ , записывается, согласно [5], в виде двух слагаемых:

$$R_{\parallel}^e = -R_{\parallel} + f_{\parallel}^* (1 + R_{\parallel}), \quad (19)$$

первое из которых представляет собой коэффициент отражения от той же сетки, расположенной в свободном пространстве, но с учетом наведенных на ней от границы раздела токов, а второе — прошедшую сквозь сетку и отраженную от поверхности раздела волну. После подстановки (19) в (18) получаем другую формулу для коэффициента усиления  $g$ :

$$g = 1 + \frac{1 - f_{\parallel}^*}{1 + f_{\parallel}^*} (-R_{\parallel}) (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx}{\pi}} \sin \frac{\alpha}{2} \right). \quad (20)$$

Полученное выражение более удобно для нахождения экстремальных значений модуля функции усиления, причем можно предсказать, что при определенных параметрах почвы значение  $|g|_{\max}$  получится не для металла, как это интуитивно ожидается, а для сетчатой полуплоскости с определенными параметрами (такой же вывод был сделан в работе [14] на основании численных расчетов для чисто диэлектрической земной поверхности).

Формула (20) интересна еще тем, что ее структура подсказывает, как найти решение задачи дифракции плоской волны на сетчатой полуплоскости, расположенной в свободном пространстве. Дело в том, что в результате решения задачи для металлической полуплоскости, параллельной земле, при помощи известной «отражательной» трактовки (см., например, [15]) получается результат, отличающийся от (20) только отсутствием во втором слагаемом множителя  $(-R_{\parallel})$ . Тогда по аналогии с дифракцией на металлической полуплоскости можно сразу написать результат для сетчатой полуплоскости:

$$E_y(x, 0) = E_0 e^{-ikh \cos \alpha_0} \left\{ 1 + R_{\parallel}^0 (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx}{\pi}} \sin \frac{\alpha_0}{2} \right) \right\}, \quad (21)$$

причем прямая проверка показывает, что при использовании (21) в результате «отражательной» методики действительно получаем (20). Следует подчеркнуть, что для получения (21) путем чисто формальной подстановки условия  $f_{\parallel} \equiv 0$  в формулу (10) потребовалось бы серьезное обоснование. Напомним, что выражение (21) так же, как и исходное (20), справедливо при небольших углах возвышения.

Формула (21) позволяет быстро находить приближенные решения для различных структур с сетчатыми полуплоскостями. В частности,

не представляет труда сразу написать выражение для диаграммы направленности вибратора на сетчатой полуплоскости, расположенной в свободном пространстве, используя формулу (1):

$$\frac{E_{\alpha}}{2E_0} = \frac{\cos \alpha}{2} \left[ 1 + R_{\parallel}^0 (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx_0}{\pi}} \sin \frac{\alpha}{2} \right) \right], \quad (22)$$

а также диаграмму направленности вибратора на сетчатой полуплоскости, наклоненной под углом  $\gamma$  к поверхности земли:

$$\begin{aligned} \frac{E_{\alpha}}{2E_0} = & \frac{\cos(\alpha + \gamma)}{4} \left\{ 1 + [R_{\parallel}^0(\alpha + \gamma)] (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx_0}{\pi}} \sin \frac{\alpha + \gamma}{2} \right) \right\} + \\ & + \frac{\cos(\gamma - \alpha)}{4} \left\{ 1 + [R_{\parallel}^0(\gamma - \alpha)] (1 + i) F \left( 2 \sqrt{\frac{kx_0}{\pi}} \sin \frac{\gamma - \alpha}{2} \right) \right\} f_{\parallel}^*(\alpha). \end{aligned} \quad (23)$$

Как уже говорилось выше, формулы (16)–(20) допускают аналитическое исследование. В качестве примера приведем для сетки с квадратными ячейками выражение производной от модуля функции усиления при малых значениях  $\alpha$ :

$$\frac{d}{d\alpha} |g(\alpha)|_{\alpha \ll 1} \approx \frac{2\sqrt{2}(2 + \chi)}{\chi} \sqrt{x_0'} \operatorname{Re} \left( \frac{1 - i}{\sqrt{\varepsilon} + i2\pi h'} \right). \quad (24)$$

Из формулы (24) следует, что крутизна начального участка зависимости модуля функции усиления прямо пропорциональна густоте сетки и коэффициенту  $\chi$  (т. е. сетка должна быть незапаянной для увеличения крутизны), с ростом  $|\varepsilon|$  крутизна падает; зависимость от длины металлизации такая же, как для сплошного экрана.

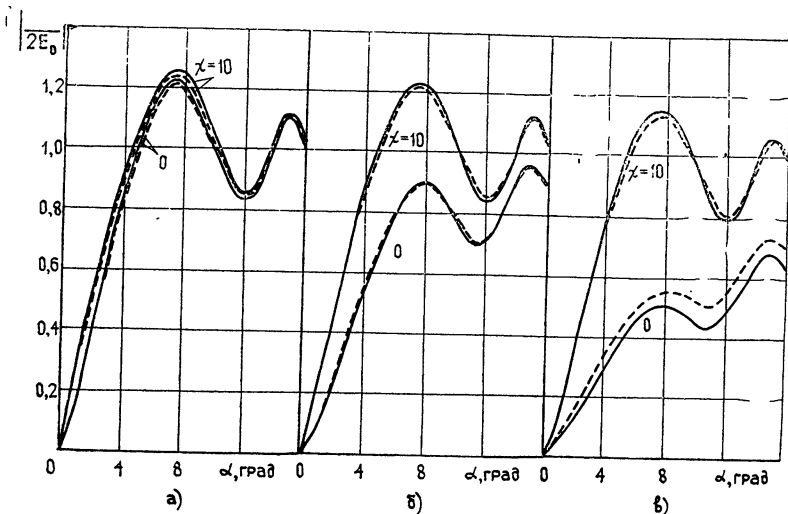


Рис. 2. Зависимость модуля характеристики направленности  $\left| \frac{E_{\alpha}}{2E_0} \right|$  от угла  $\alpha$  для одинакового расстояния диполя от края экрана ( $x_0' = 40$ ) и разных размеров ячеек сетки  $a' = b' = 0,02; 0,05$  и  $0,1$ .

Примеры расчетов по формулам (16) и (20) представлены соответственно на рис. 2 и 3. Первое семейство кривых (рис. 2) рассчитано для одинакового расстояния диполя от края экрана, а второе семейство (рис. 3) получено для экранов одинаковой густоты ( $a' = b' = 0,02$ ), но

разной длины:  $x'_0 = 80$  (а), 40 (б) и 10 (в). Кроме того, варьировался параметр  $\chi$  (0 и 10), характеризующий контакт в перекрестиях сеток, а также параметры почвы  $\epsilon = 6 - i0,6$  (сплошная кривая) и  $\epsilon = 10 - i6$  (штриховая кривая), что соответствует сухой и средневлажной почвам на длине волны 10 м.

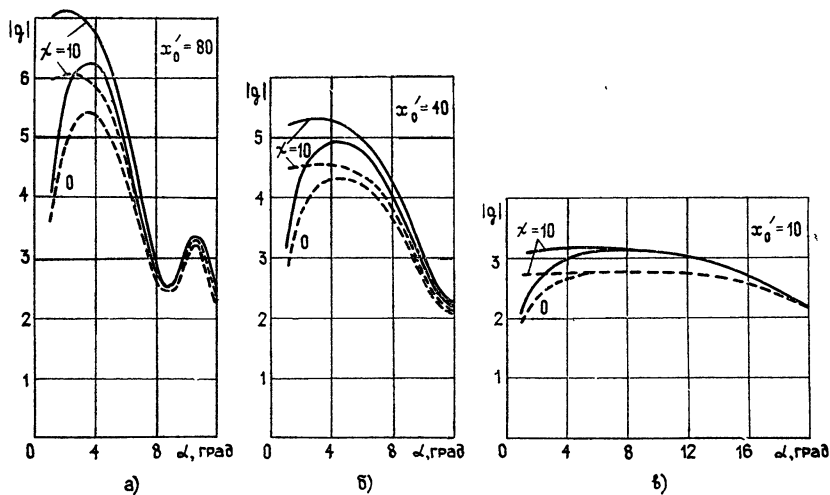


Рис. 3.

Сравнение графических зависимостей  $|g(\alpha)|$  в области небольших значений углов места приводит к тем же выводам, которые были сделаны при анализе формулы (24); для модуля характеристики направленности  $|E_\alpha / 2E_0|$  результаты получаются, в основном, такие же, только зависимость от параметра почвы оказывается очень слабой.

Ограниченность объема статьи не позволила привести расчетные материалы для различных высот экранов, различных форм ячеек и разных направлений падения волны относительно ориентации ячейки (угла  $\varphi$  в  $R_{\parallel}^e$ ). Сделанные на основании анализа этих зависимостей выводы следующие: 1) высота расположения экрана над землей слабо влияет, если  $h' \leq 0,25$ ; при «резонансных» значениях  $h' = 0,5, 1,0$  и т. д. появляется заметная зависимость, особенно при больших значениях  $\alpha$ ; 2) если экран металлизации предназначен для работы в некотором секторе углов  $\pm \varphi_0$ , то наилучшие параметры при малых значениях  $\alpha$  получаются для сеток с ромбической формой ячейки при условии  $\gamma = 2\varphi_0$ .

Очевидно, что полученные выше формулы оказываются справедливыми в случаях слоистой поверхности земли или другой структуры подстилающей поверхности, если просто заменить  $f_{\parallel}^*$  на коэффициент отражения плоской волны от этой поверхности.

В заключение необходимо отметить, что решение в форме (16) является, строго говоря, неполным, так как в системе сетка — земля могут существовать поверхностные волны; исследование постоянных распространения и амплитуд этих волн является самостоятельной задачей и будет опубликовано отдельно. Здесь же можно заметить, что параметры сетчатого полотна в экранах металлизации стремятся выбрать такими, чтобы обеспечить минимальное возбуждение поверхностных волн.



В настоящей работе получено простое по форме приближенное решение задачи дифракции  $E$ -поляризованной плоской волны на сетчатой полуплоскости, расположенной параллельно земле или в свободном пространстве. При этом параметры сеток с ячейками разной формы характеризуются значениями соответствующих коэффициентов отражения для случая бесконечной плоскости.

Найдено выражение диаграммы направленности вертикального электрического диполя, расположенного на некотором расстоянии от ребра сетчатой полуплоскости. Анализ этих формул и расчеты по ним позволили сделать полезные выводы о характере влияния параметров сетки и почвы и обосновать рекомендации по выбору параметров сетчатого полотна при использовании его в качестве металлизации, предназначенной для увеличения уровня поля антенны при малых углах места.

Полученные формулы справедливы для любой конструкции сетки и любой структуры подстилающей поверхности, для которых известны значения коэффициентов отражения плоской волны.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Конторович, ЖТФ, 9, вып. 24, 2195 (1939).
2. М. И. Конторович, М. И. Астрахан, М. Н. Спирина, Радиотехника и электроника, 9, № 8, 1509 (1964).
3. М. И. Астрахан, Радиотехника, 23, № 1, 22 (1968).
4. М. И. Конторович, В. П. Акимов, Радиотехника и электроника, 22, № 6, 1125 (1977).
5. М. И. Астрахан, В. П. Акимов, Н. В. Королева, сб. Антенны, вып. 27 (1979).
6. В. Я. Клеев, О. И. Сергеев, Е. А. Хмельницкий, Электросвязь, № 2, 34 (1974).
7. J. R. Wait, Proceeding of a Symposium held in Copenhagen, Denmark, 1962, Ed. by E. C. Jordan, part 2, Oxford, 1963.
8. Р. П. Рэйфьюз, Дж. Руз, Экспресс-информация, Радиотехника СВЧ, № 40, 11 (1976).
9. G. De Vito, IEEE Trans., AP-25, № 6, 891 (1977).
10. А. Е. Безменов, Изв. вузов — Радиотехника, 4, вып. 3, 271 (1958).
11. Е. И. Нефедов, А. Т. Фиалковский, Асимптотическая теория дифракции электромагнитных волн на конечных структурах, изд. Наука, М., 1972, с. 204.
12. I. Carswell, S. Flammet, IRE Nat. Conv. Record., 5, part 1, 49 (1957).
13. М. И. Астрахан, Радиотехника и электроника, 9, № 8, 1507 (1964).
14. J. R. Wait, K. P. Spies, IEEE Trans., AP-18, № 4, 558 (1970).
15. L. O. Krause, IEEE Trans., AP-15, № 6, 785 (1967).

Ленинградский политехнический институт

Поступила в редакцию  
4 мая 1979 г.

#### APPROXIMATE SOLUTION OF A PROBLEM OF A PLANE WAVE DIFFRACTION BY A GRID HALF-PLANE PARALLEL TO THE EARTH SURFACE AND INVESTIGATION OF DIRECTIVITY CHARACTERISTICS OF A VERTICAL ELECTRIC DIPOLE

*M. I. Astrakhan, A. D. Zhukov*

Simple in form approximate solutions have been obtained for the problem of diffraction of a plane  $E$ -polarized wave by grid half-planes of different configurations parallel to the Earth as well as the problems of radiation of a vertical electric dipole situated on such a structure. Recommendations are valid on selection of the cell form and other parameters of the problem.