

УДК 537.874.6

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПЛОСКОСТИ С АЗИМУТАЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ

Г. Г. Гошин, А. Р. Чесноков

В случае E - и H -поляризации плоской волны решение названной задачи найдено методом, основанным на сведении системы интегральных уравнений первого рода к однородным обыкновенным дифференциальным уравнениям первого порядка. Для компонент дифракционного поля, убывающего с расстоянием по закону сферической волны, получены выражения, содержащие элементарные функции. Приведены расчетные диаграммы.

С использованием модели анизотропно проводящей поверхности в [1, 2] найдены решения дифракционных задач для плоского и конического экранов, выполненных из радиальных проводников. Для экранов, образованных кольцевыми проводниками, решения дифракционных задач отсутствуют. Данная работа в какой-то мере восполняет этот пробел. Результаты могут оказаться полезными при расчетах кольцевых дифракционных экранов, при оценке влияния подобных экранов на характеристики отдельных излучателей с целью формирования специальных диаграмм направленности.

В цилиндрической системе координат ρ, φ, z рассмотрим плоскость $z=0$, идеально проводящую в азимутальном направлении и не проводящую в радиальном. Плоскость расположена в однородной изотропной среде и возбуждается электромагнитной волной E - или H -поляризации, распространяющейся под углом θ_0 к оси z из верхнего полупространства в нижнее. Граничные условия анизотропной проводимости для полного поля имеют вид

$$\begin{aligned} E_{\varphi_1} + E_{\varphi_1}^0 &= 0 \\ H_{\varphi_1} + H_{\varphi_1}^0 &= H_{\varphi_2} \\ E_{\rho_1} + E_{\rho_1}^0 &= E_{\rho_2} \\ E_{\rho_1} + E_{\rho_1}^0 &= E_{\rho_2} \end{aligned} \quad (z=0), \quad (1)$$

где индексом 1 помечены компоненты поля в области $z > 0$, индексом 2 — в области $z < 0$, нулем — компоненты падающей плоской волны. Предполагается, что поля являются монохроматическими с временной зависимостью $e^{-i\omega t}$.

При решении граничной задачи для азимутально проводящей плоскости удобно ввести векторы [3]

$$M^{\pm} = E \pm i\omega H \quad (2)$$

и соответствующие им потенциалы U^{\pm} , определяемые согласно

$$M^{\pm} = \pm \frac{1}{k} (\text{grad div } U^{\pm} + k^2 U^{\pm}) + \text{rot } U^{\pm}, \quad (3)$$

где $\omega = \sqrt{\mu/\epsilon}$, $k = \omega\sqrt{\epsilon\mu}$, ϵ, μ — параметры среды. С использованием формул (2), (3) и известных в электродинамике выражений компонент

полей через электрический $A^{\text{э}}$ и магнитный $A^{\text{м}}$ векторные потенциалы [4] можно показать, что нормальные к плоскости $z=0$ составляющие этих потенциалов связаны между собой посредством соотношений

$$U_{\pm}^{\pm} = -A_z^{\text{м}} \pm i\omega A_z^{\text{э}}. \quad (4)$$

Для описания волновых процессов в однородной изотропной среде достаточно двух потенциалов типа (4). Компоненты векторов выразятся через них следующим образом:

$$M_{\rho}^{\pm} = \pm \frac{1}{k} \frac{\partial^2}{\partial \rho \partial z} U^{\pm} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \varphi} U^{\pm}, \quad M_{\varphi}^{\pm} = \pm \frac{1}{k\rho} \frac{\partial^2}{\partial \varphi \partial z} U^{\pm} - \frac{\partial}{\partial \rho} U^{\pm}, \quad (5)$$

$$M_z^{\pm} = \pm \frac{1}{k} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} U^{\pm} + k^2 U^{\pm} \right).$$

Выражения для потенциалов U_{10}^{\pm} поля плоской волны можно найти из интегральных представлений $A_z^{\text{э}}$ и $A_z^{\text{м}}$ для сосредоточенных азимутальных электрических или магнитных источников [4], удаляя их на бесконечно большое расстояние и производя оценку интегралов методом перевала. В результате имеем

$$U_{10}^{\pm} = \left(\frac{\pm iE_0}{\omega H_0} \right) \frac{e^{-ikz \cos \theta_0}}{\sin \theta_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi - \varphi_0 - \pi/2)} J_m(k\rho \sin \theta_0), \quad (6)$$

$$E_0 = \lim_{r_0 \rightarrow \infty} I_{\varphi}^{\text{м}}(r_0) \frac{e^{ikr_0}}{4\pi r_0}, \quad H_0 = \lim_{r_0 \rightarrow \infty} I_{\varphi}^{\text{э}}(r_0) \frac{e^{ikr_0}}{4\pi r_0}, \quad r_0 = \sqrt{\rho_0^2 + z_0^2},$$

константы $\pm iE_0$ следует брать в случае E -поляризации ($H_z^0=0$), ωH_0 — в случае H -поляризации ($E_z^0=0$) падающей плоской волны. Найденные с использованием (2), (5), (6) компоненты поля плоской волны при $\rho \rightarrow \infty$ имеют следующий порядок:

$$E_{\rho}^0, E_z^0, H_{\varphi}^0 \sim O(1), \quad H_{\rho}^0, E_{\varphi}^0 \sim O(1/\rho) \quad \text{для } E\text{-поляризации,}$$

$$H_{\rho}^0, H_z^0, E_{\varphi}^0 \sim O(1), \quad E_{\rho}^0, H_{\varphi}^0 \sim O(1/\rho) \quad \text{для } H\text{-поляризации.}$$

Вторичное поле в области $z > 0$ по аналогии с [2] должно содержать как зеркально отраженные компоненты поля плоской волны, так и исходящие от структуры сферические волны, создающие дифракционное поле. Подобная суперпозиция плоской и сферических волн представляет сложную физическую картину и соответственно требует для ее описания сложных математических представлений. Более простые представления получатся, если из вторичного поля выделить отраженную плоскую волну. Потенциалы, описывающие дифракционное поле и являющиеся решениями однородного волнового уравнения в областях $z \geq 0$, будем искать в форме

$$U_1^{\pm} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi - \varphi_0 - \pi/2)} \int_0^{\infty} A_{1m}^{\pm}(h) J_m(\rho h) e^{iqzh} dh, \quad (7)$$

$$U_2^{\pm} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi - \varphi_0 - \pi/2)} \int_0^{\infty} A_{2m}^{\pm}(h) J_m(\rho h) e^{-iqzh} dh, \quad q = \sqrt{k^2 - h^2}.$$

Подставив (7) в (5), затем с учётом (2) в два последних условия (1), получим равенства

$$U_{\pm}^{\pm} = U_1^{\mp}, \quad A_{2m}^{\pm}(h) = A_{1m}^{\mp}(h), \quad (8)$$

позволяющие решение для дифракционного поля в нижнем полупространстве выразить через решение в верхнем полупространстве. Использование (8) позволяет вместо первых двух условий (1) записать

$$\begin{aligned} E_{\varphi_1} + E_{\varphi_0}^0 &= 0 \\ H_{\varphi_1} + H_{\varphi_0}^0 &= 0 \end{aligned} \quad (z=0) \quad (9)$$

и искать решение лишь в верхнем полупространстве. Заметим, что по форме первое равенство в (9) совпадает с граничным условием на идеальном электрическом экране, второе — на идеальном магнитном.

Для получения единственного решения следует конкретизировать условия в центре азимутально проводящей плоскости. Возможны два взаимно исключающих случая: 1) центр является замкнутым (идеальным электрическим проводником), тогда

$$E_{\rho} = 0 \quad (z=0, \rho=0), \quad (10)$$

2) центр является разомкнутым, тогда

$$H_{\rho_1} = 0 \quad (z=0, \rho=0). \quad (11)$$

Эти условия записаны для дифракционного поля, поскольку лишь оно определяется характером соединения линий проводимости в центре структуры, а поле плоских волн от последнего не зависит [1, 2]. После сделанных предварительных рассуждений постановку задачи можно сформулировать так: найти потенциалы (7), удовлетворяющие граничным условиям (8)–(11) и условию отсутствия волн, отраженных от бесконечно удаленных точек пространства.

Для определенности предположим, что на структуру падает E -поляризованная плоская волна, имеющая на больших расстояниях от начала координат E_{ρ} -, E_z - и H_{φ} -компоненты поля. Во втором граничном условии (9) из вторичного поля выделим зеркально отраженную компоненту поля плоской волны, переписав его в виде

$$H_{\varphi_0} + H_{\varphi_{11}} + H_{\varphi_1}^0 = 0 \quad (z=0),$$

где H_{φ_0} — компонента поля плоской волны, отраженной от азимутально проводящей плоскости как от идеального магнитного экрана, $H_{\varphi_{11}}$ — компонента дифракционного поля, т. е. вторичного поля за вычетом поля отраженной плоской волны. Если учесть, что сумма тангенциальных компонент магнитного поля падающей и отраженной плоских волн на идеальном магнитном экране должна равняться нулю, а отраженная плоская волна в дальней зоне не содержит E_{φ}^0 -компоненту, то условия (9) для дифракционного поля будут иметь вид

$$E_{\varphi_{11}} = -E_{\varphi_1}^0, \quad H_{\varphi_{11}} = 0 \quad (z=0). \quad (12)$$

Подставив U_1^{\pm} из (7) в (5), затем с учетом (2) в (12), получим систему интегральных уравнений

$$\int_0^{\infty} \left[\frac{mq}{k\rho} (A_{1m}^+ - A_{1m}^-) J_m(\rho h) + (A_{1m}^+ + A_{1m}^-) \frac{\partial}{\partial \rho} J_m(\rho h) \right] h dh =$$

$$= 2m \frac{i^{(1-m)} E_0}{\rho \operatorname{tg} \theta_0} J_m(k\rho \sin \theta_0), \quad (13)$$

$$\int_0^\infty \left[\frac{mq}{k\rho} (A_{1m}^+ + A_{1m}^-) J_m(\rho h) + (A_{1m}^+ - A_{1m}^-) \frac{\partial}{\partial \rho} J_m(\rho h) \right] h dh = 0,$$

справедливую для каждой азимутальной гармоники. При выводе (13) учтено, что

$$E_{\varphi_1}^0 = \frac{iE_0}{\rho \operatorname{tg} \theta_0} e^{-ikz \cos \theta_0} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m e^{im(\varphi - \varphi_0 - \pi/2)} J_m(k\rho \sin \theta_0).$$

Используя равенство

$$\frac{\partial}{\partial \rho} J_m(\rho h) = \frac{h}{\rho} \frac{\partial}{\partial h} J_m(\rho h),$$

проинтегрируем по частям члены, содержащие производные от функции Бесселя. Выполним затем обратное преобразование Ханкеля, получили бы систему обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка. Решение последней имело бы наиболее простую форму, если система была бы однородной. С этой целью предположим, что сумма $(A_{1m}^+ + A_{1m}^-)$ разрывна, а разность $(A_{1m}^+ - A_{1m}^-)$ непрерывна при $h_0 = k \sin \theta_0$. Выделив разрывную часть, а величину разрыва взяв такой, чтобы полностью скомпенсировать правую часть первого уравнения, и полагая проинтегрированные члены равными нулю, из (13) получим искомую систему дифференциальных уравнений

$$\frac{d}{dh} (A_m^+ \pm A_m^-) - \frac{mq}{kh} (A_m^+ \mp A_m^-) = 0 \quad (14)$$

с крайними условиями

$$(A_m^+ \pm A_m^-) J_m(\rho h) \Big|_{h=0}^\infty = 0; \quad (15)$$

$$(A_m^+ + A_m^-) \Big|_{h_0-0}^{h_0+0} = 2E_m, \quad (A_m^+ - A_m^-) \Big|_{h_0-0}^{h_0+0} = 0, \quad (16)$$

где $A_m^\pm = h^2 A_{1m}^\pm$, $E_m = m i^{(1-m)} E_0 \operatorname{ctg} \theta_0$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ Общее решение системы (15) имеет вид

$$A_m^\pm(h) = C_m^\pm \left(\frac{he^{q/k}}{k+q} \right)^{\pm m}, \quad h < k \sin \theta_0, \quad (17)$$

$$A_m^\pm(h) = D_m^\pm \left(\frac{he^{q/k}}{k+q} \right)^{\pm m}, \quad h > k \sin \theta_0.$$

Необходимость выделения областей $h \geq k \sin \theta_0$ связана с ранее введенным разрывом при $h = k \sin \theta_0$.

Для нахождения постоянных обратимся к условиям (15), (16). Рассмотрим сначала (15). Так как

$$A_m^\pm(\infty) = i^{\mp m} D_m^\pm \lim_{h \rightarrow \infty} e^{\pm imh/k}, \quad (18)$$

то выполнение (15) при $h = \infty$ обеспечивается за счет функций Бесселя для всех ρ , кроме, быть может, $\rho \rightarrow 0$. Поэтому отсюда не удастся

найти D_m^\pm . При $h=0$ и $m < 0$ ($m > 0$) обращается в бесконечность A_m^+ (0) либо A_m^- (0). Следовательно, для выполнения условия (15) при $h=0$ необходимо положить

$$C_m^- = C_{-m}^+ = 0, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (19)$$

Использование (16) дает

$$D_m^+ = C_m^+ + E_m b_0^{-m}, \quad D_{-m}^+ = (-1)^{m+1} E_m b_0^m, \quad (20)$$

$$D_m^- = E_m b_0^m, \quad D_{-m}^- = C_{-m}^- + (-1)^{m+1} E_m b_0^{-m},$$

где $b_0 = \operatorname{tg}(\theta_0/2) e^{-\cos \theta_0}$, $m = 1, 2, 3, \dots$. При $m=0$ имеем $C_0^\pm = D_0^\pm = 0$.

С целью нахождения C_m^\pm и C_{-m}^\pm обратимся к условиям (10), (11) в центре азимутально проводящей плоскости. Выражения для радиальных компонент поля, найденные с использованием потенциалов (7), при $z=0$ запишутся в виде

$$\begin{pmatrix} E_{\rho_1} \\ i\omega H_{\rho_1} \end{pmatrix} = \frac{1}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} e^{im(\varphi-\varphi_0)} \int_0^{\infty} \left[\frac{iq}{k} (A_{1m}^+ \mp A_{1m}^-) \frac{\partial}{\partial \rho} J_m(\rho h) + \right. \\ \left. + \frac{im}{\rho} (A_{1m}^+ \pm A_{1m}^-) J_m(\rho h) \right] h d h, \quad (21)$$

верхний знак относится к E_{ρ_1} , нижний — к H_{ρ_1} . При $\rho \rightarrow 0$ основной вклад в значение интеграла будут давать значения подынтегральной функции при больших h . Выбирая h достаточно большим и таким, чтобы в подынтегральной функции можно было пренебречь членами порядка $O(1/h)$ по сравнению с членами порядка $O(1)$ и аппроксимирова функции $A_{1m}^\pm(h)$ значениями (18) при $h \rightarrow \infty$, получим

$$\begin{pmatrix} E_{\rho_1} \\ i\omega H_{\rho_1} \end{pmatrix} \simeq - \lim_{\rho \rightarrow 0} \frac{1}{2k\rho} \sum_{m=-\infty}^{\infty} m e^{im(\varphi-\varphi_0)} [i^{-m} D_m^+ \int_0^{\infty} J_m(\rho h) e^{imh/k} dh \mp \\ \mp i^m D_m^- \int_0^{\infty} J_m(\rho h) e^{-imh/k} dh]. \quad (22)$$

Подставив (20) в (22), произведя вычисление интегралов и потребовав выполнения условий (10) и (11), найдем

$$C_m^+ = (-1)^{m+1} C_{-m}^- = -E_m (\pm b_0^m + b_0^{-m}),$$

где верхний знак в скобках следует брать при выполнении (10), нижний — при выполнении (11). На этом решение системы (14) закончено и входящие в (7) функции (17) найдены.

Компоненты дифракционного поля определяются подстановкой (7) в (3) и (2). Не выписывая их в общем виде, рассмотрим поле в дальней зоне и проведем оценку интегралов методом перевала. В результате получим

$$E_\varphi = -k^2 \sin \theta \cos \theta \frac{e^{ikr}}{2r} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_{1m}^+(k \sin \theta) + A_{1m}^-(k \sin \theta)] e^{im(\varphi-\varphi_0-\pi/2)},$$

$$E_\theta = ik^2 \sin \theta \cos \theta \frac{e^{ikr}}{2r} \sum_{m=-\infty}^{\infty} [A_{1m}^+(k \sin \theta) - A_{1m}^-(k \sin \theta)] e^{im(\varphi - \varphi_0 - \pi/2)}. \quad (23)$$

При выводе (23) подразумевалось, что $A_{1m}^\pm(h)$ в полуплоскости $\text{Re } h \geq 0$ не имеют особенностей, дающих дополнительный вклад в значение интеграла по перевальному контуру. Если таковые имеются, то они должны быть соответствующим образом учтены. В нашем случае таких особенностей у $A_{1m}^\pm(h)$ нет. Далее вспомним, что при переходе от неоднородной системы интегральных уравнений (13) к однородной системе дифференциальных уравнений (14) искусственно был введен разрыв у функций $(A_{1m}^+ + A_{1m}^-)$ при $h = k \sin \theta_0$. На самом деле компоненты дифракционного поля, а следовательно, и $(A_{1m}^+ \pm A_{1m}^-)$ должны быть функциями непрерывными, в том числе и при $h = k \sin \theta_0$, т. е. разрыв необходимо скомпенсировать. Эта компенсация проводится единственным образом и выражения для компонент в области $\theta < \theta_0$ имеют вид

$$\begin{pmatrix} -E_\varphi \\ E_\theta \end{pmatrix} = \frac{E_0 e^{ikr}}{r \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} \theta_0} \sum_{m=1}^{\infty} m (\pm b_0^m + b_0^{-m}) (-b)^m \begin{cases} \sin m(\varphi - \varphi_0) \\ \cos m(\varphi - \varphi_0) \end{cases}, \quad (24)$$

где $b = \operatorname{tg}(\theta/2) e^{\cos \theta}$, верхний знак у b_0^m следует брать при выполнении условия (10), нижний — (11). В области $\theta > \theta_0$ надо b_0 и b поменять местами.

Ряды азимутальных гармоник можно просуммировать с использованием формул (5.4.9) из [5]. В результате для $\theta < \theta_0$ получим

$$E_\varphi = \frac{E_0 e^{ikr}}{r \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} \theta_0} [\pm f_1(\varphi, bb_0) + f_1(\varphi, b/b_0)], \quad (25)$$

$$E_\theta = \frac{E_0 e^{ikr}}{r \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} \theta_0} [\mp f_2(\varphi, bb_0) - f_2(\varphi, b/b_0)];$$

$$f_1(\varphi, a) = \frac{a(1-a^2) \sin(\varphi - \varphi_0)}{[1 + 2a \cos(\varphi - \varphi_0) + a^2]^2}, \quad (26)$$

$$f_2(\varphi, a) = a \frac{[(1+a^2) \cos(\varphi - \varphi_0) + 2a]}{[1 + 2a \cos(\varphi - \varphi_0) + a^2]^2}.$$

Для $\theta > \theta_0$ в (25) надо b и b_0 поменять местами. При осевом облучении ($\theta_0 = 0$) из (25) имеем

$$E_\varphi = E_0 \frac{e^{(1+ikr)}}{2r \operatorname{tg} \theta} (\pm b + 1/b) \sin(\varphi - \varphi_0), \quad (27)$$

$$E_\theta = E_0 \frac{e^{(1+ikr)}}{2r \operatorname{tg} \theta} (\mp b - 1/b) \cos(\varphi - \varphi_0),$$

где по-прежнему верхний знак относится к условию (10), нижний — к (11).

В случае H -поляризации поле плоской волны на больших расстояниях от начала координат имеет H_ρ -, H_z - и E_φ -компоненты, поэтому в первом граничном условии (9) из вторичного поля выделяем E_{φ_0} -компоненту поля плоской волны, которая отражается от азимутально

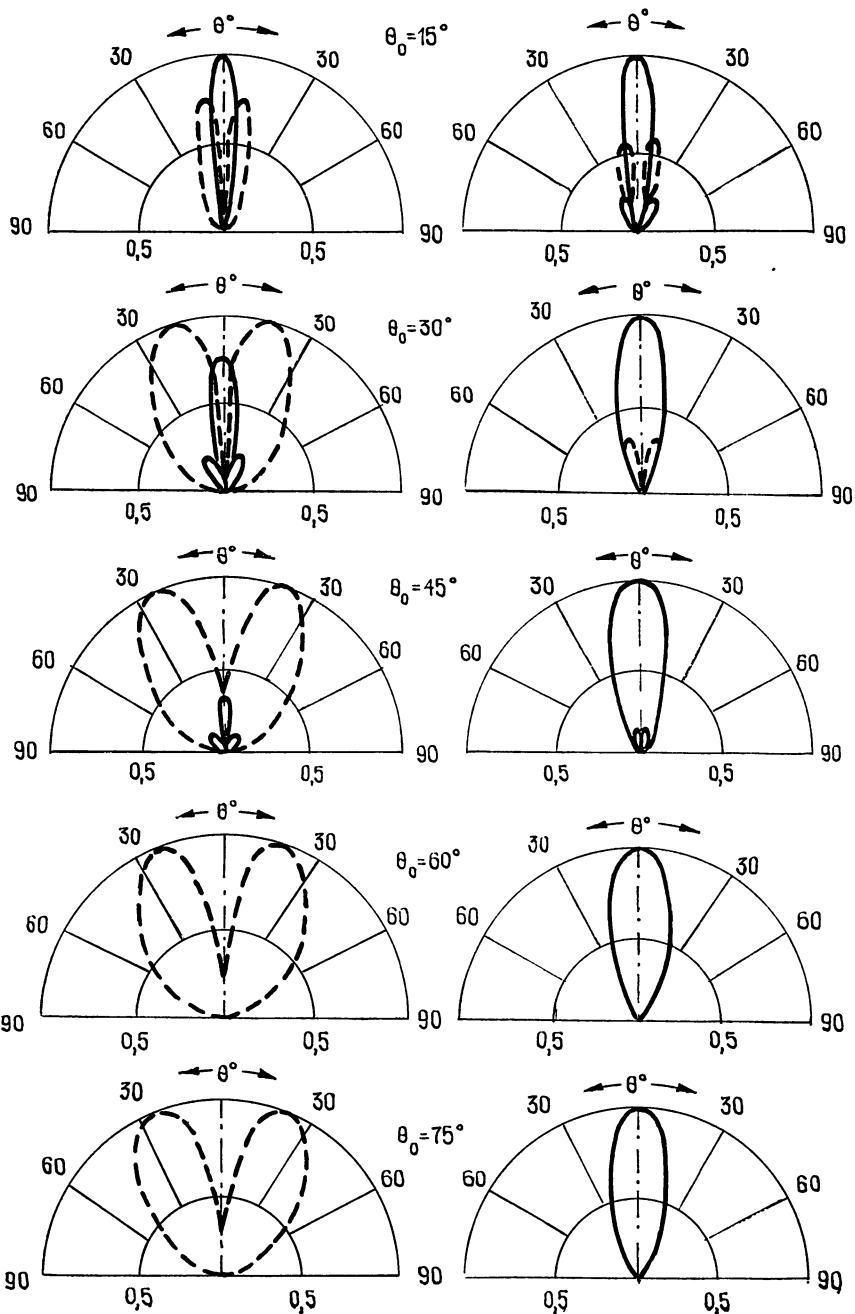


Рис. 1.

проводящей плоскости, как от идеального экрана. С учетом выполнения граничного условия на таком экране вместо (12) следует записать

$$E_{\varphi_{11}} = 0, \quad H_{\varphi_{11}} = -H_{\varphi_1}^0 \quad (z = 0). \quad (28)$$

Далее схема решения в общих чертах совпадает со схемой решения задачи для E -поляризации, только при переходе от системы интегральных уравнений к однородной системе дифференциальных уравнений предполагается разрыв при $h = k \sin \theta_0$ у разности $(A_{1m}^+ - A_{1m}^-)$. Окончательно выражения для компонент дифракционного поля в дальней зоне для $\theta < \theta_0$ имеют вид

$$E_{\varphi} = \frac{\omega H_0 e^{ikr}}{r \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} \theta_0} [\pm f_2(\varphi, bb_0) - f_2(\varphi, b/b_0)], \quad (29)$$

$$E_{\theta} = \frac{\omega H_0 e^{ikr}}{r \operatorname{tg} \theta \operatorname{tg} \theta_0} [\pm f_1(\varphi, bb_0) - f_1(\varphi, b/b_0)],$$

верхний знак относится к условию (10), нижний — к (11). Для $\theta > \theta_0$ в (29) надо b и b_0 поменять местами.

При осевом облучении ($\theta_0 = 0$) из (29) получаем

$$E_{\varphi} = \omega H_0 \frac{e^{i(1+ikr)}}{2r \operatorname{tg} \theta} (\pm b - 1/b) \cos(\varphi - \varphi_0). \quad (30)$$

$$E_{\theta} = \omega H_0 \frac{e^{i(1+ikr)}}{2r \operatorname{tg} \theta} (\pm b - 1/b) \sin(\varphi - \varphi_0).$$

Из сравнения выражений (25) и (29) видно, что диаграмма E_{φ} -компоненты дифракционного поля для азимутально проводящей плоскости с замкнутым (разомкнутым) центром в случае E -поляризации полностью совпадает с диаграммой E_{θ} -компоненты в случае H -поляризации для плоскости с разомкнутым (замкнутым) центром. Подобное совпадение будет и между E_{θ} -компонентой в случае E -поляризации и E_{φ} -компонентой в случае H -поляризации. Можно показать, что диаграммы симметричны относительно плоскости структуры $z = 0$, а по углу φ и относительно направления распространения плоской волны $\varphi = \varphi_0$. В плоскости структуры ($\theta = \pi/2$) компоненты дифракционных полей обращаются в нуль при любых углах падения плоской волны, независимо от ее поляризации и характера проводимости в центре самой структуры. От характера проводимости в центре структуры не зависит поле на оси z при осевом ($\theta_0 = 0$) облучении. Поляризация дифракционного поля линейная в плоскости падения и наклонная в других плоскостях. В качестве иллюстрации на рис. 1 приведены рассчитанные по формулам (25) и (29) диаграммы дифракционного поля в плоскости $\varphi = \varphi_0$ для некоторых значений углов θ_0 распространения плоской волны E -поляризации (E_{φ} — сплошная линия, E_{θ} — пунктирная; левый столбец для структуры с замкнутым центром, правый — с разомкнутым).

В заключение следует отметить, что подобным методом может быть исследовано дифракционное поле плоскости с радиальной проводимостью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Конторович М. И., Астрахан М. И. — Радиотехника и электроника, 1967, 12, № 1, с. 28.
2. Гошин Г. Г., Кравченко Г. Г., Мышкин В. Г. — Радиотехника и электроника, 1981, 26, № 4, с. 720.

3. Бейтмен Г. Математическая теория распространения электромагнитных волн. — М.: Физматгиз, 1958. — 180 с
4. Марков Г. Т., Чаплин А. Ф. Возбуждение электромагнитных волн — М.—Л. Энергия, 1967. — 376 с.
5. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды: — М.: Наука, 1981. — 800 с

Сибирский физико-технический
институт при Томском университете

Поступила в редакцию
4 мая 1984 г.

ELECTROMAGNETIC WAVE DIFFRACTION BY THE PLANE WITH AZIMUTHAL CONDUCTIVITY

G. G. Goshin, A. R. Chesnokov

For the E - and H -polarized plane wave the solution of the given problem is found by the method based on reducing the first kind integral equation system to ordinary homogeneous differential first order equations. For diffractive field component decreasing with distance according to the spherical wave law expressions containing elementary functions are derived. Calculated diagrams are given.

Аннотации депонированных статей

УДК 621.396.67:523.164

К ВОПРОСУ ИНТЕРПОЛЯЦИИ РАДИОКАРТ НЕБА

М. Е. Миллер

Радиокарты неба широко используются как в радиоастрономии, так и в антенной технике в диапазоне $см — м$ длин волн. К настоящему времени опубликовано множество обзоров неба (полных или отдельных областей), на фиксированных частотах в этом диапазоне. Сравнение радиоизофот на различных частотах показывает существенную частотную зависимость яркостной температуры $T_{\pi} \sim f^{-\beta}$, где спектральный индекс $\beta = 2,2—2,8$. Это обстоятельство позволяет интерполировать радиокарту неба на некоторую частоту f_0 на основании имеющегося обзора на частоте f_1 :

$$T_{f_0} = T_{f_1} \left[\frac{f_1}{f_0} \right]^{\beta} \quad (1)$$

Многочисленные исследования свидетельствуют о значительных пространственных и частотных вариациях β , однако эти данные неполны и недостаточно надежны, что обуславливает некоторый произвол при выборе среднего значения β (1). Это приводит к существенным погрешностям абсолютных значений яркостной температуры пересчитанной радиокарты, особенно при большом разное частот f_0 и f_1 . Эти погрешности могут быть значительно уменьшены (в 2—3 раза) при интерполяции на основе двух оригинальных радиокарт, снятых с одинаковым угловым разрешением на частотах f_1 и f_2 . Предварительно рассчитывается массив спектральных индексов в узлах координатной сетки с некоторым пространственным дискретом

$$\beta_i = \lg (T_{f_1}^i / T_{f_2}^i) \lg^{-1} (f_1 / f_2). \quad (2)$$

(Окончание см. с. 1064.)