

УДК 621.371.25

КОМПЛЕКСНЫЕ НЕСОБСТВЕННЫЕ ВОЛНЫ В ПРОБЛЕМЕ ДАЛЬНЕЙ РАДИОСВЯЗИ. I

В. Н. Миролюбов

Рассмотрено поле элементарного вертикального магнитного диполя в среде, диэлектрическая проницаемость которой описывается плавной кривой, имеющей два экстремума — минимум и максимум. Предполагается, что источник находится в свободном пространстве (т. е. ниже ионосферы). Преобразованием Ханкеля найдено интегральное представление решения уравнения Гельмгольца для вертикальной составляющей магнитного вектора Герца. Квазиоптическими методами дифракции в ионосферном волноводе и вне его выделена компонента электрического поля, определяемая суммой комплексных несобственных волн. Эти волны, описывающие дифракционный механизм распространения, представлены как общими формулами, так и более конкретными выражениями, удобными для расчетов.

Если расстояние между расположенным на Земле источником и приемником, находящимся ниже уровня максимальной электронной концентрации слоя F_2 (в частности, на Земле), не особенно велико ($\sim 10^4$ км), то часто возникают ситуации, когда доминирующим способом распространения является обычный скачковый механизм в канале Земля—ионосфера. Однако при работе на частотах, близких к МПЧ трассы, связь, обусловленная указанным типом распространения, нередко прерывается. Поэтому возникает важная задача научиться оценивать напряженность поля в этих случаях. Если условия распространения таковы, что ионосферу можно считать горизонтально-однородной, то одним из возможных механизмов, который может проявиться при исчезновении скачкового, является дифракционный способ, т. е. M -тип распространения (см., например, [1]), порождаемый дифракционным возбуждением канала EF . Хотя возбуждение атмосферных волноводов за счет прохождения волн в окрестности вершины барьера рассматривалось различными методами в нескольких работах (см., например, [2–8])* , до сих пор отсутствует оценка напряженности поля, генерируемой дифракционным механизмом; поэтому вопрос о практическом значении этого механизма остается открытым.

В настоящем исследовании мы продолжим изучение дифракционного способа распространения, применяя, как и в [8], квазиоптические методы дифракции [11], и дадим требуемую оценку. Будем считать, что источник находится в вакууме, а точка наблюдения может быть расположена как в межслоевом канале, так и вне его (в [8] предполагалось, что источник и приемник находятся в свободном пространстве, и была определена составляющая вертикальной компоненты магнитного вектора Герца, обусловленная только «захваченными» волнами [3]). Ниже будет показано, что дифракционную часть поля, которая описывает дифракционный механизм распространения, порождают не только «захваченные», но и «вытекающие» волны**. Важным отличием от [8] является также то, что мы широко используем формулы (2.11), (2.13) из [12].

* См. также [9], гл. 16 и [10], Приложение I.

** В нашей работе «вытекающие» волны являются теми комплексными волнами, которые выходят из волновода над барьером [4]. В [3] эти волны названы «просачивающимися».

Работа состоит из двух частей. В первой части наряду с постановкой задачи и кратким изложением технических моментов анализируются общие выражения дифракционного поля вне и внутри волновода. Во второй части на основе модельного профиля диэлектрической проницаемости проводятся численные расчеты и делается вывод о том, что напряженность поля, обусловленная дифракционным способом распространения, достаточна для регистрации. В ней же изучаемая компонента поля сопоставляется с экспериментальными данными и рассматривается однократное рассеяние комплексных волн в ионосферном канале. В «Приложении» к работе приводится довольно общая формула, позволяющая определять среднюю интенсивность рассеянного поля в борновском приближении.

1. НАПРЯЖЕННОСТЬ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ, ПОРОЖДАЕМАЯ ДИФРАКЦИОННЫМ МЕХАНИЗМОМ РАСПРОСТРАНЕНИЯ

1.1. Постановка задачи и общие формулы. Рассмотрим поле элементарного вертикального магнитного диполя в среде, диэлектрическая проницаемость которой, $\varepsilon = \varepsilon(z)$, описывается плавной кривой, имеющей два экстремума — минимум (когда $z = z_b$) и максимум (когда $z = z_g$), причем, если $z \leq 0$, то $\varepsilon = 1$ (см. рис. 1). Как известно [13], для определения электромагнитного поля достаточно решить уравнение Гельмгольца:

$$\begin{aligned} \Delta \Pi + k^2 \varepsilon(z) \Pi &= \\ &= -4\pi p_m \delta(x) \delta(y) \delta(z-h). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Π — вертикальная компонента магнитного вектора Герца, p_m — магнитный дипольный момент, δ — дельта-функция, k — волновое число в вакууме, $h < 0$. Зависимость от времени задается множителем $e^{-i\omega t}$.

Перейдя в цилиндрическую систему координат и применив преобразование Ханкеля, получаем интегральное представление решения (1):

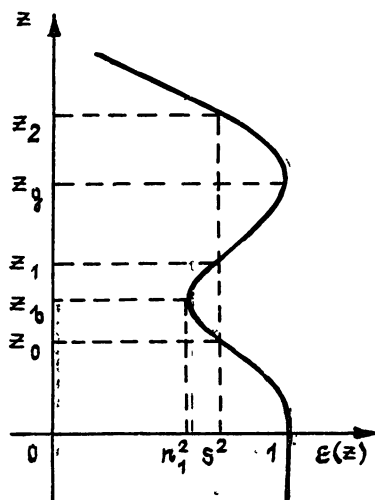


Рис. 1.

$$\Pi(r, z, h) / 4\pi p_m = (k^2 / 4\pi) \int_{-\infty}^{\infty} u(z, h, s) H_0^{(1)}(krs) ds, \quad (2)$$

где $H_0^{(1)}$ — функция Ханкеля 1-го рода, $r^2 = x^2 + y^2$, а функция u удовлетворяет уравнению

$$d^2 u / dz^2 + k^2 q(z, s) u = -\delta(z-h); \quad (3)$$

$$q(z, s) = \varepsilon(z) - s^2. \quad (4)$$

Представим общее решение (3) в форме [14, 15] (см. также [9], гл. 15):

$$u(z, h, s) = C_b(h, s) [g^{1/2}(z, s) / q^{1/2}(z, s)]^{1/2} [g_1(\xi) + P(s) g_2(\xi)]. \quad (5)$$

Здесь $g = 4v + \xi^2$, $\xi = \xi(z)$ и определяется соотношением

$$(1/2) \int_{\xi_1}^{\xi} g^{1/2} d\xi = k \int_{z_0}^z q^{1/2}(z, s) dz; \quad (6)$$

$$-i\pi v(s) = (1/2) \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} g^{1/2} d\zeta = k \int_{z_0}^{z_1} q^{1/2}(z, s) dz, \quad (7)$$

$\zeta_{1,2}$ — корни уравнения $g=0$; $g_1(\zeta) = D_{iv-1/2}(e^{-i\pi/4}\zeta)$, $g_2(\zeta) = D_{-iv-1/2} \times \times (e^{i\pi/4}\zeta)$ — функции параболического цилиндра.

Так как в однородном полупространстве $\zeta \rightarrow -\infty$, а в канале $\zeta \rightarrow \infty$, то P и C_b можно определить, используя асимптотические представления $g_{1,2}(\zeta)$ и сшивая (5) с точным решением (3) при $h \leq z \leq 0$ и с ВКБ-решением в волноводной области. Применяв для нахождения асимптотик те же методы, которые были реализованы в аналогичном случае в [15], и осуществив сшивание, находим искомые функции:

$$P(s) = \exp\left[-i\pi/4 - iv + iv \ln(-v) + 2ik \int_{z_1}^{z_2} q^{1/2} dz\right]; \quad (8)$$

$$C_b(h, s) = [2kq^{1/4}(0, s)B(s)]^{-1} \times \quad (9)$$

$$\times \exp\left[\pi v/4 + 3i\pi/8 - iv/2 + i(v/2) \ln(-v) - ikq^{1/2}(0, s)h + ik \int_0^{z_2} q^{1/2} dz\right],$$

где

$$B(s) = (2\pi)^{1/2} / \Gamma(1/2 - iv) + P(s) \exp(-\pi v/2 + i\pi/4). \quad (10)$$

Ветвь логарифма задается следующим образом [12]: $v < 0 \Rightarrow \Rightarrow \text{Im} \ln(-v) = 0$, $v > 0 \Rightarrow \ln(-v) = \ln v - i\pi$.

Верхний лист римановой поверхности, по которому проходит контур интегрирования в (2), изображен на рис. 2*. Он определяется условием $-1 < s < 1 \Rightarrow (1-s^2)^{1/2} > 0$. Волнистыми линиями обозначены разрезы, а точками — нули $B(s)$; ПНС — рассматриваемый ниже путь наименьшего спуска, который выходит из седловой точки под углом, близким к $(-\pi/4)$. Кривая, обходящая точку $s = n_1$ снизу, представляет путь, вдоль которого следует осуществлять аналитическое продолжение $\ln(-v)$.

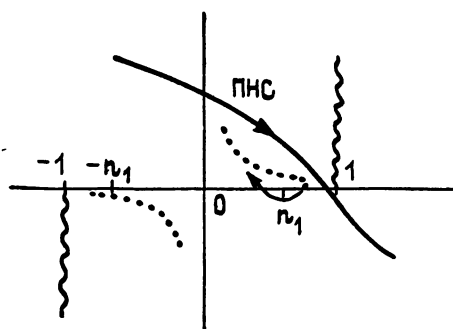


Рис. 2.

Мы будем считать, что $\varepsilon(z) \approx \approx n_1^2 + \alpha(z-z_b)^2$, когда $|z-z_b| \leq a_1$, где a_1 зависит от модели среды.

Если s лежит вблизи n_1 , то обе нижние точки поворота попадают в окрестность z_b и поэтому нетрудно найти явные выражения для v и ζ :

$$v(s) \approx -(k/2\alpha^{1/2})(s^2 - n_1^2); \quad (11)$$

$$\zeta(z) \approx (2k\alpha^{1/2})^{1/2}(z - z_b). \quad (12)$$

1.2. Уравнение для полюсов. Как известно (см., например, [16-18]), комплексные волны появляются из-за учета полюсов подынтегрального выражения при деформации исходного контура интегрирования. В данном случае эти полюсы совпадают с нулями $B(s)$ **, поэтому интересующее нас уравнение можно записать в форме

$$iv_n \ln(-v_n) - iv_n - \pi v_n/2 - (1/2) \ln 2\pi + \ln \Gamma(1/2 - iv_n) + \quad (13)$$

* Этот лист соответствует строгому решению (3), которое на комплексной плоскости s с разрезами, проведенными из точек $s = \pm 1$, является мероморфной функцией [2].

** Ниже будет видно, что полюсы $\Gamma(1/2 - iv)$ вклада не дают.

$$+ 2ik \int_{z_1}^{z_2} q^{1/2}(z, s_n) dz = (2n+1)\pi i,$$

где n — целое число, а $v_n = v(s_n)$. Заметим, что при $|v_n| > 1$ из него следует «условие квантования», характерное для волноводных участков:

$$2k \int_{z_1}^{z_2} q^{1/2}(z, s_n) dz \approx (2n+1)\pi. \quad (14)$$

Так как эффективное возбуждение межслоевого канала можно ожидать лишь при $s \approx n_1$ [10], получим соотношения, используя условия

$$|s'_n - n_1| \ll 1, \quad 0 < s''_n \ll 1, \quad (15)$$

где $s'_n = \text{Re } s_n$, $s''_n = \text{Im } s_n$.

Приняв во внимание формулу (2.11) из [12], находим, что

$$2k \int_{z_1}^{z_2} q^{1/2}(z, s_n) dz \approx [\mu - \ln(-v_n) + 1]v_n + 2k \int_{z_b}^{z_2} q^{1/2}(z, n_1) dz. \quad (16)$$

Здесь*

$$\mu = \ln(k/2\alpha^{1/2}) + 2\alpha^{1/2} \left(\text{Reg} \int_{z_b}^z + \int^z \right) q^{-1/2}(z, n_1) dz; \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \text{Reg} \int_{z_b}^z q^{-1/2}(z, n_1) dz &= \int_{z_b}^z [q^{-1/2}(z, n_1) - \alpha^{-1/2}/(z - z_b)] dz + \\ &+ \alpha^{-1/2} \ln[2\alpha^{1/2}(z - z_b)]. \end{aligned} \quad (18)$$

Выделяя затем в уравнении (13) вещественные и мнимые части, получаем систему

$$\begin{aligned} \mu v'_n &\approx 2\pi(n - N) - \arg \Gamma(1/2 - iv_n) + \pi v''_n/2, \\ \mu v''_n &\approx \ln |\Gamma(1/2 - iv_n)| - (1/2) \ln 2\pi - \pi v''_n/2, \end{aligned} \quad (19)$$

где $v'_n = \text{Re } v_n$, $v''_n = \text{Im } v_n$, $N = (k/\pi) \int_{z_b}^{z_2} q^{1/2}(z, n_1) dz - 1/2$.

Если $|v''_n| \ll 1$ и $|[\text{Im } \psi(1/2 - iv'_n) - \pi/2]v'_n| \ll 1$, то система приобретает более простой вид:

$$\mu v'_n + \arg \Gamma(1/2 - iv'_n) \approx 2(n - N)\pi, \quad (20)$$

$$2[\text{Re } \psi(1/2 - iv'_n) - \mu]v''_n \approx \ln(1 + \exp(2\pi v'_n)),$$

где ψ — логарифмическая производная гамма-функции.

1.3. Поле вне волновода. В данном случае $\zeta(z) < 0$, поэтому

$$\begin{aligned} g_1(\zeta) + P(s)g_2(\zeta) &= (2\pi)^{-1/2} e^{-\pi v - i\pi/2} \Gamma(1/2 - iv) \times \\ &\times [B(s) + P(s)e^{3\pi v/2 + i\pi/4}]g_1(-\zeta) + e^{-\pi v/2 + i\pi/4} B(s)g_2(-\zeta). \end{aligned} \quad (21)$$

* Очевидно, что $d\mu/dz = 0$.

Подставив (5) в (2), получаем

$$\Pi(r, z, h)/4\pi p_m = \sum_{i=1}^2 I_i(r, z, h),$$

где

(22)

$$I_i(r, z, h) = \int_{-\infty}^{\infty} \chi_i(r, z, h, s) g_i(-\xi) ds.$$

Легко убедиться, что I_2 описывает вклад прямой волны и, следовательно, для нас интереса не представляет.

Рассмотрим для определенности наиболее важный случай, когда $z \leq 0^*$, и вычислим I_1 методом наискорейшего спуска. Используя асимптотические представления $g_1(-\xi)$ и $H_0^{(1)}$, находим уравнение для седловой точки (уравнение луча):

$$r = s_c q^{-1/2}(0, s_c) |z+h| + H(s_c), \quad (23)$$

где $H(s_c) = 2s_c \int_0^{\tilde{z}} q^{-1/2}(z, s_c) dz$; $\tilde{z} = z_0$, если $s_c > n_1$, и $\tilde{z} = z_2$, если

$s_c < n_1$. Нетрудно обнаружить, что $s_c \approx 1 - (z+h)^2/2r^2$, когда $r \gg H(s_c)$, $|z+h|$, и $s_c \approx r/|z+h|$, когда $z \rightarrow -\infty$, т. е. $|z+h| \gg r$. Деформируя контур интегрирования (в I_1) в ПНС, проходящий через s_c (см. рис. 2), приходим к следующему (неспектральному [16, 19]) представлению (2):

$$\Pi/4\pi p_m = S + \sum_n G_n. \quad (24)$$

Здесь S определяется I_2 и вкладом седловой точки, а сумма порождена упомянутыми выше полюсами.

Как известно (см., например, [16, 17]), комплексные несобственные волны, G_n , не удовлетворяют условию излучения и поэтому могут представлять часть поля только в ограниченной области пространства. В нашей задаче особенность разложения (24) состоит в том, что при фиксированном значении r и $z \rightarrow -\infty$ (или $(z+h) \rightarrow -\infty$) комплексные волны исчезают. Действительно, при таком условии $s_c \rightarrow 0$, а так как полюсы лежат в первом квадранте, то при деформации исходного контура интегрирования они не пересекутся. Следовательно, условие излучения для поля выполняется.

Поскольку для первых нескольких номеров n , больших или меньших N , справедливо соотношение (11), то условием того, что G_n будет присутствовать в (24), когда $r \gg H(s_c)$, $|z+h|$, является неравенство

$$(z+h)^2/2r^2 < 1 - n_1 + \alpha^{1/2}(v'_n + v''_n)/kn_1. \quad (25)$$

Поэтому очевидно, что если G_n входит в поле в точке $B_1 = (r, z_1)$, то G_n будет входить в него и в точке $B_2 = (r, z_2)$, где $z_2 > z_1$. Это утверждение, вполне понятное с физической точки зрения (так как G_n распространяется в волноводе), справедливо, разумеется, и при $z_2 > 0$. В связи с этим обратим внимание на физическую интерпретацию G_n : см. рис. 3, на котором схематически изображено возбуждение канала за счет просачивания волны сквозь барьер, а также [20, 21].

Введем полезные обозначения (z может быть и больше нуля)

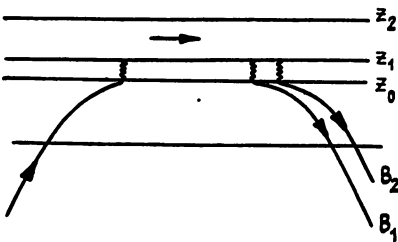


Рис. 3.

* Если $z > 0$, то исследование проводится вполне аналогично.

$$\Phi(r, h, d, z, s) = sr - q^{1/2}(0, s)h + \left(\int_0^d + \int_z^d \right) q^{1/2}(z, s) dz; \quad (26)$$

$$L_0(r, h, d, z, s) = r + s \left[q^{-1/2}(0, s)h - \left(\int_0^d + \int_z^d \right) q^{-1/2}(z, s) dz \right] \quad (27)$$

и представим комплексную волну в форме

$$G_n(r, z, h) \approx W_n(r, z) \exp [ik\Phi(r, h, z_0, z, s_n) + 2\pi\nu_n], \quad (28)$$

где

$$W_n(r, z) = \frac{(kn_1/8\pi r)^{1/2} \exp \left[-2ik \int_{z_1}^{z_2} q^{1/2}(z, s_n) dz - i\pi/4 \right]}{\left[q^{1/2}(0, s_n) q^{1/2}(z, s_n) \right]^{1/2} A(s_n)}; \quad (29)$$

$$A(s) = [\psi(1/2 - iv) - \ln(-v) - i\pi/2] (dv/ds) + kT_g(s); \quad (30)$$

$$T_g(s) = 2s \int_{z_1}^{z_2} q^{-1/2}(z, s) dz \approx \alpha^{-1/2} s [\mu - \ln(-v)]. \quad (31)$$

Так как

$$ik\Phi(r, h, z_0, z, s_n) \approx ik\Phi(r, h, z_0, z, s'_n) - ks''_n L_0(r, h, z_0, z, s'_n), \quad (32)$$

то в случае просачивания сквозь барьер $L_0(r, h, z_0, z, s'_n)$ можно интерпретировать как длину волноводного участка, определяемую расстоянием между нижними точками поворота [8]. Поэтому в данном случае вещественная часть показателя экспоненты имеет простой смысл: она описывает ослабление волны из-за оттока энергии при распространении в канале и двукратного прохождения сквозь барьер.

Заметим, что при удалении от волновода в перпендикулярном к нему направлении L_0 уменьшается, что приводит к возрастанию экспоненты. В этом проявляется несобственная природа рассматриваемых волн.

В случае надбарьерного прохождения G_m удобнее записать в виде

$$G_m(r, z, h) \approx W_m^{(1)}(r, z) \exp [ik\Phi(r, h, z_2, z, s_m)], \quad (33)$$

где

$$W_m^{(1)}(r, z) = W_m(r, z) \exp \left[-2ik \int_{z_1}^{z_2} q^{1/2}(z, s_m) dz \right]. \quad (34)$$

Физический смысл показателя экспоненты в (33) легко проясняется, если его представить в форме, аналогичной (32).

Используя (2.13) из [12], выразим G_n в другом виде, более удобном для вычислений. Считая, что $z_b - a_1 \leq z \leq z^{(1)}$, где $z^{(1)}$ определяется условием $\zeta(z^{(1)}) = -1$, приходим к соотношению

$$G_n(r, z, h) = \frac{(\alpha/8\pi b n_1 k r)^{1/2} \exp [\varphi_n(r, z, h)]}{[\mu - \psi(1/2 - iv_n) + i\pi/2] q^{1/4}(z, s_n)}.$$

Здесь

$$\operatorname{Re} \varphi_n(r, z, h) = 2\pi\nu' + \quad (36)$$

$$+ \left[\alpha^{1/2} (r/n_1 - \operatorname{Reg} \int_z^{z_b} q^{-1/2}(z, n_1) dz) + h/a + \mu - \beta \right] \nu_n'';$$

$$\operatorname{Im} \varphi_n(r, z, h) = k \left[n_1 r - bh + \left(\int_z^{\tilde{z}_b} + \int_0^{\tilde{z}_b} - 2 \int_{z_b}^{\tilde{z}_1} \right) q^{1/2}(z, n_1) dz \right] + \quad (37)$$

$$+ \left[\alpha^{1/2} \left(\operatorname{Reg} \int_z^{\tilde{z}_b} q^{-1/2}(z, n_1) dz - r/n_1 \right) + \beta - \mu - h/a \right] v_n' + 2\pi v_n'' - \pi/4;$$

$$\beta = \ln(ka_1) + \alpha^{1/2} \left\{ \int_0^{\tilde{z}_b - a_1} q^{-1/2}(z, n_1) dz + \right. \quad (38)$$

$$\left. + \int_{z_b - a_1}^{\tilde{z}_b} [q^{-1/2}(z, n_1) + \alpha^{-1/2}/(z - z_b)] dz \right\};$$

$$a^{-1} = \alpha^{1/2}/b, \quad b = (1 - n_1^2)^{1/2}. \quad (39)$$

Чтобы получить выражение G_n в случае $z \leq z_b - a_1$, следует в (36) и (37) заменить $\operatorname{Reg} \int_z^{\tilde{z}_b} q^{-1/2}(z, n_1) dz$ на $\left(\int_z^{\tilde{z}_b - a_1} + \operatorname{Reg} \int_{z_b - a_1}^{\tilde{z}_b} \right) q^{-1/2}(z, n_1) dz$.

1.4. Поле в канале EF. В рассматриваемом случае подынтегральные функции в двух интегралах, определяющих Π , обладают комплексными седловыми точками, также лежащими в окрестности значения $s = 1$. Применяя те же методы, которые были использованы в пункте 1.3., получаем соотношение, аналогичное (24). Здесь

$$G_n(r, z, h) \approx G_{n,u}(r, z, h) + G_{n,d}(r, z, h); \quad (40)$$

$$G_{n,u}(r, z, h) = (kn_1/8\pi r)^{1/2} [q^{1/2}(0, s_n) q^{1/2}(z, s_n)]^{-1/2} A^{-1}(s_n) \times \quad (41)$$

$$\times \exp \left[ik\Phi(r, h, z, z, s_n) - 3i\pi/4 - 2ik \int_{z_1}^{z_2} q^{1/2}(z, s_n) dz \right];$$

$$G_{n,d}(r, z, h) = \exp \left[3i\pi/2 + 2ik \int_z^{z_2} q^{1/2}(z, s_n) dz \right] G_{n,u}(r, z, h). \quad (42)$$

Не останавливаясь на интерпретации выражений типа $ik\Phi(r, h, z, z, s_n)$, которая аналогична проведенной ранее, выпишем формулы, более удобные для расчетов.

Предположим, что $z^{(2)} \leq z \leq z_b + a_1$, где $z^{(2)}$ определяется условием $\zeta(z^{(2)}) = 1$. Тогда

$$G_{n,u(d)}(r, z, h) = \frac{(\alpha/8\pi b n_1 k r)^{1/2} \exp [\varphi_{n,u(d)}(r, z, h)]}{[\mu - \psi(1/2 - iv_n) + i\pi/2] q^{1/4}(z, s_n)}, \quad (43)$$

где

$$\operatorname{Re} \varphi_{n,u} (r, z, h) = \pi v_n' + \quad (44)$$

$$+ \left[\alpha^{1/2} \left(r/n_1 - \operatorname{Reg} \int_{z_b}^z q^{-1/2}(z, n_1) dz \right) + h/a + \mu - \beta \right] v_n'';$$

$$\operatorname{Im} \varphi_{n,u} (r, z, h) = -3\pi/4 + k \left[n_1 r + \left(\int_0^z - 2 \int_{z_b}^{z_2} \right) q^{1/2}(z, n_1) dz - bh \right] + \quad (45)$$

$$+ \left[\alpha^{1/2} \left(\operatorname{Reg} \int_{z_b}^z q^{-1/2}(z, n_1) dz - r/n_1 \right) - h/a - \mu + \beta \right] v_n' + \pi v_n'';$$

$$\operatorname{Re} \varphi_{n,d}(r, z, h) = \operatorname{Re} \varphi_{n,u}(r, z, h) - 2\alpha^{1/2} v_n'' \int_z^{z_1} q^{-1/2}(z, n_1) dz; \quad (46)$$

$$\operatorname{Im} \varphi_{n,d}(r, z, h) = 3\pi/4 + k \left[n_1 r + \left(\int_0^{z_b} - \int_{-z_b}^z \right) q^{1/2}(z, n_1) dz - bh \right] - \quad (47)$$

$$- \left[\alpha^{1/2} \left(r/n_1 + \operatorname{Reg} \int_{z_b}^z q^{-1/2}(z, n_1) dz \right) + \ln(k/2\alpha^{1/2}) + h/a - \beta \right] v_n' + \pi v_n''.$$

Чтобы получить выражения $G_{n,u(d)}$ в случае $z \geq z_b + a_1$, следует в приведенных формулах заменить $\operatorname{Reg} \int_{z_b}^z q^{-1/2}(z, n_1) dz$ на $\left(\int_{z_b + a_1}^z + \operatorname{Reg} \int_{z_b}^{z_b + a_1} \right) q^{-1/2}(z, n_1) dz$.

Определив G_n , легко найти дифракционную составляющую электрического поля [13, 22]:

$$E_d = 4\pi n_1 (3Q/c)^{1/2} \left(\sum_n G_n \right) e_\varphi, \quad (48)$$

где Q — излучаемая мощность, а e_φ — единичный базисный вектор в цилиндрической системе координат.

ЛИТЕРАТУРА

1. Carrara N., De Giorgio M. T., Pellegrini P. F. // Space Sci. Rev. 1970. V. 11. P. 555.
2. Краснушкин П. Е. Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей. — М.: Гос. ун-т, 1947. С. 24.
3. Фок В. А., Вайнштейн Л. А., Белкина М. Г. // Радиотехника и электроника. 1956, Т. 1, № 5. С. 575.
4. Chang H. T. // Radio Sci. 1971. V. 6. № 4. P. 465.
5. Борисов Н. Д., Гуревич А. В. // Сб. Исследование сверхдального распространения коротких радиоволн. — М.: ИЗМИРАН, 1975. С. 3.
6. Чернова В. А. // Сб. Дифракционные эффекты декаметровых радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1977. С. 27.
7. Черкашин Ю. Н., Чернова В. А. // Сб. Распространение декаметровых радиоволн. — М.: ИЗМИРАН, 1978. С. 5.
8. Тинин М. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 12. С. 1728.
9. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. — М.: Сов. радио, 1970.
10. Гуревич А. В., Цеделина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. — М.: Наука, 1979.
11. Фелсен Л. В кн.: Квазиоптика. — М.: Мир, 1966. С. 11.
12. Булдырев В. С., Славянов С. Ю. // Сб. Проблемы математической физики. Л.: Гос. ун-т, 1982. Вып. 10. С. 50.
13. Фейнберг Е. П. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. — М.: АН СССР, 1961. § 3.
14. Miller S. C., Good R. H. // Phys. Rev. 1953. V. 91. № 1. P. 174.
15. Фок В. А. // Радиотехника и электроника. 1956. Т. 1, № 5. С. 560.
16. Tamir T., Oliner A. A. // Proc. IEE. 1963, V. 110. № 2. P. 310.
17. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. — М.: Мир, 1978, Т. 2. Гл. 5. § 6.
18. Мирослюбов В. Н., Тинин М. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 8. С. 919.
19. Tamir T., Oliner A. A. // Proc. IEEE. 1963. V. 51. P. 317.
20. Goldstone L. O., Oliner A. A. // IRE Trans. 1959. V. AP-7. P. 307.

Иркутский государственный
университет

Поступила в редакцию
20 мая 1987 г.

COMPLEX IMPROPER WAVES IN THE PROBLEM OF LONG-DISTANCE RADIOCOMMUNICATION. I

V. N. Mirolyubov

The field of elementary vertical magnetic dipole is examined in the medium the permittivity of which is described by a smooth curve with two extrema — the minimum and the maximum. It is supposed that the source is in the free space (i. e. below ionosphere). The integral representation of the solution of the Helmholtz equation for the vertical constituent of the magnetic Hertzian vector is found by Hankel transformation. The electric field component, defined by the sum of complex improper waves, is chosen in the ionospheric duct and outside of it by quasi-optical methods of diffraction. These waves describing the diffraction mechanism of propagation are represented by general formulas and more concrete expressions convenient for calculations.

Примечание при корректуре. Для более полного ознакомления с процессами распространения радиоволн в ионосферных волноводах автор наряду с указанными работами рекомендует также обзорную статью Кравцова Ю. А., Тинина М. В. и Черкашина Ю. Н. «О возможных механизмах возбуждения ИВК», опубликованную в «Геомагнетизме и аэронами», 1979, Т. 19. № 5. С. 769.