

УДК 538.574.6

КОМПЛЕКСНЫЕ НЕСОБСТВЕННЫЕ ВОЛНЫ В ПРОБЛЕМЕ ДАЛЬНЕЙ РАДИОСВЯЗИ. II

В. Н. Миролюбов

На основе модельного профиля диэлектрической проницаемости и общих формул, выведенных в первой части работы, получены явные выражения комплексных несобственных волн, описывающих дифракционный механизм распространения. Проведены численные расчеты, показавшие, что при большом удалении от источника основной вклад в дифракционную компоненту поля вносят только одна или две волны. Анализируется высотный ход дифракционной составляющей и проводится ее сравнение с экспериментальными данными. Изучается однократное рассеяние комплексных волн на облаке из крупномасштабных неоднородностей, расположенном в ионосферном канале EF . В Приложении приводится довольно общая формула, позволяющая определять среднюю интенсивность рассеянного поля в борновском приближении.

1.5. Численные расчеты*. Чтобы явно выразить дифракционную компоненту поля, воспользуемся модельным профилем [2]:

$$\varepsilon(z) = n_1^2 + \alpha(z - z_b)^2 [1 - (z - z_b)/g^{(1)}], \quad z \geq 0. \quad (49)$$

Здесь $\alpha = (b/a)^2$, $b = f_0/f$, f — рабочая частота, f_0 — критическая частота E -слоя, $n_1^2 = 1 - b^2$, $z_b = (\sqrt{3}/2)a$, $g^{(1)} = z_2(n_1) - z_b = 3z_b$. Будем считать, что $a = 20$ км и $a_1 = g^{(1)}/10$.

Нетрудно убедиться, что введенная функция (49) позволяет вычислить все интегралы, определяющие комплексные волны. Например, μ и N принимают вид

$$\mu = 11,4088 + \ln f_0, \quad N = 240 f_0 - 1/2, \quad (50)$$

а несобственная волна, когда $z = h = -92,68$ км^{**}, представляется в форме

$$|G_n(r)| \approx \frac{2,179 \cdot 10^{-6} \exp [2\pi v'_n + (br/an_1 - 4,0002)v''_n]}{(n_1 r f)^{1/2} |\mu - \psi(1/2 - iv_n) + i\pi/2|}. \quad (51)$$

В последних формулах частоты должны быть выражены в МГц, а r — в км; тогда размерность правой части (51) будет равна m^{-1} .

Для определения дифракционного поля необходимо найти решения системы (19). Эти решения для восьми значений n приведены в табл. 1 и 2; табл. 1 соответствует $f_0 = 3,400$ МГц, табл. 2 — $f_0 = 4,005$ МГц^{***}. Используя асимптотические представления Γ и ψ функций, легко убедиться, что найденные для первых двух номеров значения v_n очень близки решениям системы (20).

* Статья является непосредственным продолжением [1]. В обеих частях работы принята единая нумерация формул.

** Данное значение соответствует поверхности Земли, так как высота уровня максимальной ионизации E -слоя над ней равна в этом случае 110 км,

*** Система решалась методом последовательных приближений на ЭВМ.

Таблица 1

n	γ'_n	γ''_n
812	-1,6787	$-1,08 \cdot 10^{-6}$
813	-1,1683	$-2,59 \cdot 10^{-5}$
814	-0,6771	$-5,366 \cdot 10^{-4}$
815	-0,2174	-0,0080
816	0,2074	-0,0537
817	0,6396	-0,1527
818	1,0968	-0,2741
819	1,5698	-0,4046

Таблица 2

n	γ'_n	γ''_n
957	-1,7590	$-6,47 \cdot 10^{-7}$
958	-1,2528	$-1,51 \cdot 10^{-5}$
959	-0,7638	$-3,117 \cdot 10^{-4}$
960	-0,3025	-0,0049
961	0,1223	-0,0390
962	0,5451	-0,1272
963	0,9927	-0,2429
964	1,4576	-0,3685

Считая $f=20$ МГц и пользуясь табл. 2, находим, что на больших расстояниях от источника поле в канале формирует очень малое число волн*. В табл. 3 в первом столбце указаны интервалы расстояний,

Таблица 3

км	n
3600 — 7340	960, 961
7340 — 10700	960
10700 — 40000	959, 960

где определяется поле, а во втором приведены номера волн, которые вносят основной вклад в него (волны сравнивались по амплитуде). Полученная картина согласуется с важным предположением о том, что в процессе захвата заполняются лишь верхние уровни канала [5] (см. также [6], § 15 и [7]). Действительно, если рассеянием пренебречь, то при большом удалении от источника поле будут формировать волны с $I \approx I_m$ (I — адиабатический инвариант, I_m — максимальный адиабатический инвариант канала). Именно это у нас и наблюдается.

Если приемник находится на Земле, то в интервале $10700 \text{ км} \leq r \leq 40000 \text{ км}$ основной вклад вносит только одна волна с $n=960$.

На рис. 1 показана зависимость $\gamma_n = |G_n(r, z, h)/G_n(r, h, h)|$ от высоты, когда $f=20$ МГц; $f_0=4,005$ МГц; $r=10700$ км; $h=-92,68$ км; $n=960$ ** . Поскольку волна с указанным номером является доминирующей, график отражает высотный ход всего поля. Видны следующие особенности: быстрое изменение волны и наличие резко выраженных максимумов в окрестности уровня $z=z_b$. Максимумы, как и в [8], порождает функция $q(z, s_n)$, она же вызывает рост поля и при движении к верхней стенке волновода.

Важно отметить, что для всех рассмотренных здесь волн и значений r, z выполняется условие (25), т.е. эти волны действительно входят в поле.

1.6. Переход к сферически-слоистой ионосфере. Чтобы учесть сферичность ионосферы, рассмотрим модифицированную диэлектрическую проницаемость $\tilde{\varepsilon}(z)$:

* Аналогичная особенность обнаружена в работах [3, 4].

** В канале две волны (см. (40)) складывались некогерентно; при построении графика учтено значение G_n на уровне $z=z_b$.

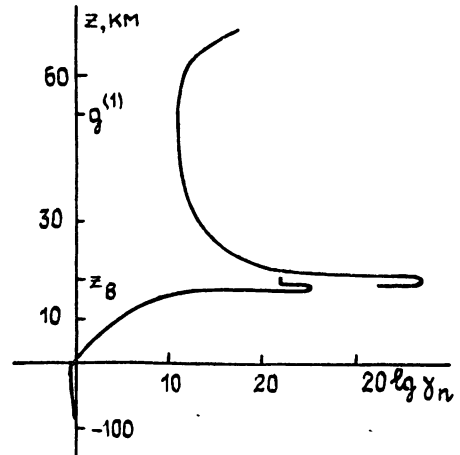


Рис. 1.

$$\tilde{\varepsilon}(z) = \begin{cases} 1+2(z-z_0)/R_0, & z_0 \leq z \leq 0 \\ \varepsilon(z) - 2z_0/R_0, & 0 \leq z \end{cases}, \quad (52)$$

здесь R_0 — радиус Земли, а z_0 — координата ее поверхности.

Очевидно, что если $z \geq 0$, то $\tilde{q}(z, \tilde{n}_1) = q(z, n_1)$, где $\tilde{q}(z, s) = \tilde{\varepsilon}(z) - s^2$, $\tilde{n}_1^2 = n_1^2 - 2z_0/R_0$. Поэтому μ , N , а следовательно, и система (19) не изменятся; но сами полюсы \tilde{s}_n ввиду (11) сдвинутся вправо: $\tilde{s}_n \approx s_n - z_0/n_1 R_0$. Таким образом, основные изменения будут связаны с рефракцией волн ниже уровня $z=0$.

Влияние сферичности приведет, например, к тому, что вместо (51) следует рассматривать соотношение

$$|G_n(r, z_0, z_0)| \approx \frac{2,179 \cdot 10^{-6} \exp[\operatorname{Re} \tilde{\varphi}_n(r, z_0, z_0)]}{|\tilde{n}_1| r (1 - \tilde{s}_n^2)^{1/2} |\mu - \psi(1/2 - i\nu_n) + i\pi/2|}, \quad (53)$$

где

$$\operatorname{Re} \tilde{\varphi}_n(r, z_0, z_0) = 2\pi\nu'_n + \{br/a\tilde{n}_1 - 637b[b - (b^2 - 0,0291)^{1/2}] + 5,2678\} \nu''_n.$$

1.7. Сравнение с экспериментальными данными. Прежде всего выясним, приводит ли дифракционный механизм распространения к достаточной для регистрации величине напряженности поля. Для этого рассчитаем $E_d = |E_d|$ в условиях экспериментов, проведенных на трассе Токуо—Norddeich в 5 и 6 часов UT [9]. Опытам соответствовали следующие значения параметров: $f = 18,22$ МГц; $r = 9000$ км; $z = h = z_0$; $Q = 1$ кВт; а в качестве f_0 мы взяли среднее по трассе значение, равное 3,4 МГц [10, 11] *. Принимая во внимание (53) и табл. 1, нетрудно обнаружить, что в этом случае доминируют две волны: одна из них, с $n = 815$, является «захваченной», вторая — с $n = 816$ — «вытекающей» [4, 8]. Чтобы учесть дополнительное затухание при волноводном распространении, вызываемое тепловыми потерями, естественно предположить, что оно будет приблизительно таким же, как у волны с $l = l_m$. Поэтому для оценки поглощения несобственных волн воспользуемся рис. 4.18 и формулой (4.16) из [6], полагая в последней $z_c = 150$ км, $N_e(z_c) \nu_e(z_c) = 0,8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$. Поглощение вне волновода учтем методом Казанцева [12]. Применив некогерентное сложение волн, получаем достаточное для регистрации значение [9]: $E_d \approx (-21,3)$ дБ (относительно 1 мкВ/м).

Учитывая, что в указанные часы МПЧ трассы была равна 16,2 и 17,3 МГц [10, 11], и пользуясь номограммой, приведенной на рис. 3.10 в [13], мы провели анализ опытных данных, в результате чего для каждого часа удалось выделить две группы сигналов: одна из них объясняется скачковым механизмом, а другая нет. Приняв во внимание коэффициенты направленного действия источников и считая, что поляризация наблюдаемых сигналов близка к круговой, мы обнаружили лишь незначительное отличие среднего уровня второй группы от E_d **.

Следовательно, на трассах, близких к горизонтально-однородным, дифракционный механизм распространения может иметь самостоятельное значение.

2. ОДНОКРАТНОЕ РАССЕЙЯНИЕ КОМПЛЕКСНЫХ ВОЛН В ИОНОСФЕРНОМ КАНАЛЕ

Исследование влияния рассеяния волновых полей при волноводном распространении вызывает значительный интерес (см., например, [5, 7, 14–18]). В настоящей работе мы изучим простейший случай рассеяния,

* Перепад f_0 вдоль радиолинии не превышал 1 МГц.

** С учетом магнитоионного расщепления это отличие оказалось меньше 2 дБ.

связанный с найденным дифракционным полем, — однократное рассеяние несобственных волн на облаке из крупномасштабных неоднородностей, расположенном в канале EF . Эта задача вызывает определенный интерес, так как в процессе переизлучения могут возникнуть более эффективные с точки зрения величины рассеянного поля волны.

Будем считать, что флуктуационная часть диэлектрической проницаемости является случайным квазиоднородным полем с радиусом корреляции l_e и средним значением, равным нулю. Примем во внимание (49) и введем обозначения: $r = (0, 0, h)$ — координаты источника, $r = (x, y, z)$ — координаты точки наблюдения, $V = L^3$ — рассеивающий объем, R_0 — радиус-вектор центра этого объема,

$$\bar{R}_0 = (R_{0x}^2 + R_{0y}^2)^{1/2}, \quad \bar{R}_1 = [(x - R_{0x})^2 + (y - R_{0y})^2]^{1/2},$$

D — дисперсия случайного поля.

Положив $f = 20$ МГц, $f_0 = 4,005$ МГц, $a = 20$ км, $\bar{R}_0 = 3750$ км, $R_1 = 7600$ км, находим, что в процессе рассеяния две волны с номерами $n = 960, 961$ трансформируются в одну — с $n = 960$. Применяв обычную схему борновского приближения (см., например, [19])^{*} и считая, что $z = h = -92,68$ км; $R_0 + \bar{R}_1 = r$; $l_e = 0,4$ км; $L = 4$ км; $D = 3,2 \cdot 10^{-7}$, обнаруживаем указанную на рис. 2 зависимость средней интенсивности рассеянного поля \bar{I}_s от R_{0z} **; $I_0 = |G_n(r, h, h)|^2$, где $n = 960$.

Мы видим, что \bar{I}_s растет при движении рассеивающего объема к «стенкам» волновода и убывает, если он приближается к оси канала. Эти особенности обусловлены функцией $q(z, s_n)$ и согласуются с уже сделанными выводами о влиянии области отражения на рассеяние радиоволн (см., например, [20, 21]).

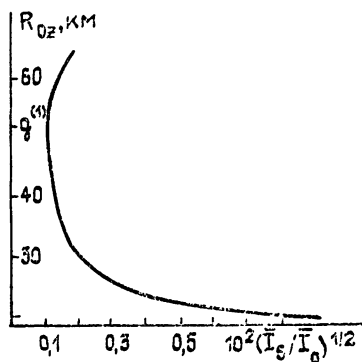


Рис. 2.

Итак, квазиоптические методы дифракции позволили описать дифракционный механизм распространения комплексными несобственными волнами. Эффективность такого описания ярко проявилась в численных расчетах, которые подтвердили ранее высказанные мнения о быстрой сходимости рядов из этих волн и сделали более обоснованным утверждение о том, что в реальных физических системах (обычно открытых) именно несобственные волны являются, как правило, наблюдаемыми полями [22–24]. Хорошее согласие дифракционной составляющей с опытными данными можно считать веским аргументом в пользу того, что изученный способ распространения играет заметную роль в дальней радиосвязи. Однако чтобы окончательно убедиться в этом, необходимо провести целенаправленные эксперименты.

Можно предполагать, что рассмотренный процесс рассеяния будет протекать интенсивнее, если рассеивающий объем окажется ближе к уровню $z = z_b$. Но оценить возможное усиление затруднительно, так как выносить подынтегральное выражение из-под знака интеграла уже некорректно (из-за быстрого изменения поля в окрестности $z = z_b$).

В заключение автор выражает искреннюю признательность В. М. Полякову и М. В. Тинину за внимание, проявленное к исследованиям, и плодотворные дискуссии; А. И. Агарышеву за полезные советы и консультации, которые оказали большое влияние на анализ

* Можно также использовать формулу (П.7) из Приложения.

** При вычислениях мы воспользовались гауссовой корреляционной функцией, а интеграл, определяющий \bar{I}_s , оценили, вынося подынтегральное выражение из-под знака интеграла со значением в точке $r = R_0$.

экспериментальных данных, и С. М. Михееву за помощь в проведении численных расчетов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Формула для средней интенсивности рассеянного поля в борновском приближении

В работе [25] на основе интегрального представления невозмущенного решения уравнения Гельмгольца получено выражение средней интенсивности рассеянного поля в приближении однократного рассеяния. Предполагалось, что $\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_0(z) + \varepsilon_1(\mathbf{r})$. В настоящем разделе мы рассмотрим более общее уравнение:

$$\Delta u(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) + k^2 [\varepsilon_0(\mathbf{r}) + \varepsilon_1(\mathbf{r})] u(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = -\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (\text{П.1})$$

где $\varepsilon_1(\mathbf{r})$ — случайное квазиоднородное поле, локализованное в объеме V , с радиусом корреляции l_ε и средним значением, равным нулю.

Будем считать, что если R соответствует рассеивающему объему, то

$$u_0(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0) = \sum_{m=1}^M u_{0,m}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0), \quad u_0(\mathbf{R}, \mathbf{r}) = \sum_{n=1}^N u_{0,n}(\mathbf{R}, \mathbf{r}), \quad (\text{П.2})$$

здесь u_0 — решение невозмущенного уравнения, а второй аргумент (\mathbf{r}_0 и \mathbf{r}) обозначает точку, где расположен источник.

Предположим далее, что *

$$u_{0,m}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0) = A_m(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0) \exp[\varphi_m(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0)]. \quad (\text{П.3})$$

Тогда, если

$$A_m(\mathbf{R} + \rho/2, \mathbf{r}_0) (|\rho| \leq l_\varepsilon) \approx A_m(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0); \quad (\text{П.4})$$

$$(1/4)|(\rho \nabla)^2 [\varphi'_m(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0) + \varphi'_n(\mathbf{R}, \mathbf{r})] (|\rho| \leq l_\varepsilon) \ll 1; \quad (\text{П.5})$$

$$(1/48)|(\rho \nabla)^3 [\varphi''_m(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0) + \varphi''_n(\mathbf{R}, \mathbf{r})] (|\rho| \leq l_\varepsilon) \ll \pi, \quad (\text{П.6})$$

а $u_{0,m}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0) \bar{u}_{0,n}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0)$, $u_{0,m}(\mathbf{R}, \mathbf{r}) \bar{u}_{0,n}(\mathbf{R}, \mathbf{r})$ (черта сверху обозначает операцию комплексного сопряжения; $m \neq n$) — быстро осциллирующие (при изменении R) функции, то можно показать, что средняя интенсивность рассеянного поля представляется в виде

$$\langle I_\varepsilon(\mathbf{r}) \rangle = \sum_{m,n=1}^{M,N} I_{mn}(\mathbf{r}), \quad (\text{П.7})$$

где

$$I_{mn}(\mathbf{r}) = (2\pi)^3 k^4 \int_V |u_{0,m}(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0)|^2 |u_{0,n}(\mathbf{R}, \mathbf{r})|^2 \Phi_\varepsilon(q_{mn}(\mathbf{R}), \mathbf{R}) d^3R; \quad (\text{П.8})$$

$$q_{mn}(\mathbf{R}) = -\nabla [\varphi''_m(\mathbf{R}, \mathbf{r}_0) + \varphi''_n(\mathbf{R}, \mathbf{r})], \quad (\text{П.9})$$

$$\varphi'_n = \text{Re } \varphi_n, \quad \varphi''_n = \text{Im } \varphi_n, \quad \nabla = e_x \partial/\partial x + e_y \partial/\partial y + e_z \partial/\partial z,$$

Φ_ε — спектральная плотность квазиоднородных флуктуаций.

В справедливости формулы (П.7) можно убедиться, рассмотрев, например, процесс рассеяния, разобранный в [19], а также применив обычную технику борновского приближения при анализе рассеяния на собственных волн.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мирюлюбов В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 2. С. 152.
2. Тинин М. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 12. С. 1728.

* Мы считаем, что аналогичное выражение справедливо и для $u_{0,n}(\mathbf{R}, \mathbf{r})$.

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. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 1. С. 43.
6. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. — М.: Наука, 1979.
7. Черкашин Ю. Н., Чернова В. А. // Сб.: Распространение декаметровых радиоволн. — М.: ИЗМИРАН, 1978. С. 5.
8. Chang H. T. // Radio Sci. 1971. V. 6. № 4. P. 475.
9. Mon. Report Forschungsinst. Deutsch. Bundespost Fernmeldetechn. Zentralamt, 1983, № 8.
10. Месячный прогноз максимально применимых частот (МПЧ). Август 1983. — М.: Гидрометеониздат, 1983.
11. Космические данные, № 7—8, июль—август 1983. — М.: Наука, 1984.
12. Калинин А. И., Черенкова Е. Л. Распространение радиоволн и работа радиoliniн. — М.: Связь, 1971. Разд. 8. 7. 1.
13. Жулина Е. М., Керблай Т. С., Ковалевская Е. М. и др. Основы долгосрочного радиопрогнозирования. — М.: Наука, 1969.
14. Ерухимов Л. М., Матюгин С. Н., Урядов В. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1975. Т. 18. № 9. С. 1297.
15. Миролюбов В. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1979. Т. 22. № 6. С. 696.
16. Борисов Н. Д. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 10. С. 1147.
17. Горская Н. С., Раевский М. А. // Акуст. журн. 1984. Т. 30. № 2. С. 183
18. Артельный В. В., Раевский М. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 9. С. 1142; 1985. Т. 28. № 4. С. 460.
19. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. — М.: Наука, 1978 Ч. 2. § 25.
20. Pitteway M. L. V. // Proc. Roy. Soc. 1958. V. A246 P. 556; 1960. V. A254. P. 86.
21. Денисов Н. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т. 3. № 2. С. 208.
22. Marcuvitz N. // IRE Trans. 1956. V. AP-4. P. 192.
23. Goldstone L. O., Oliner A. A. // IRE Trans 1959. V. AP-7. P. 307.
24. Karbowiak A. E. // Proc. IEE. 1964. V. 111. № 11. P. 1781.
25. Миролюбов В. Н., Тинин М. В. Краткие тезисы докладов VIII Всесоюзного симпозиума по дифракции и распространению волн. — М.: ИРЭ АН СССР, 1981. Т. 2. С. 156.

Иркутский государственный
университет

Поступила в редакцию
20 мая 1987 г.

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

V. N. Mirolyubov

On the basis of model profile of the permittivity and general formulas deduced in the first part of the work the evident expressions of complex improper waves describing the diffraction mechanism of propagation are obtained. The numerical computations are carried out which have shown that only one or two waves give the basic contribution to diffraction component of the field at great remoteness from the source. The high-altitude profile of diffraction constituent is analysed and comparison of this component with experimental data is carried out. Single scattering of complex waves on the cloud of largescale inhomogeneities placed in the ionospheric *EF*-duct is investigated. A rather general formula allowing to define a mean intensity of scattered field in the Born approximation is given in the «Appendix» to the work.