

УДК 621.371.25

## РАССЕЯНИЕ ВОЛН КВ ДИАПАЗОНА ПРИ НАКЛОННОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ИОНОСФЕРЕ

*Н. Н. Зернов*

В предположении о малости возмущений неоднородной ионосферы методом теории возмущений рассматривается уравнение для комплексной фазы. Исследуются представления первого приближения комплексной фазы при различных соотношениях размеров области, занятой возмущением, характерного масштаба изменения свойств возмущения и радиусов кривизны фронтов облучающего и рассеянного полей.

Рассмотрим поле КВ передатчика при наличии в ионосфере неоднородностей с малым возмущением диэлектрической проницаемости. Будем исследовать представляющий практический интерес случай, когда корреспондирующие точки расположены на поверхности Земли и на наклонной трассе от передатчика к приемнику присутствуют ионосферные возмущения.

В широко известных исследованиях по распространению волн в средах с возмущениями [1, 2] рассматривается случай, когда невозмущенная среда однородна, между тем в описанной выше ситуации неоднородность невозмущенной ионосферы существенна. В ряде работ, развивающих фундаментальные исследования [1, 2] на случай неоднородной невозмущенной среды, рассматривается распространение волн в плоско-слоистых средах лишь вдоль градиента неоднородностей [3-5] либо «почти» вдоль градиента [6], причем в последней работе описание малого отклонения от нормального распространения достигается за счет введения существенных ограничений на характерные масштабы изменения свойств возмущений в горизонтальном и вертикальном направлениях.

Опишем распространение вдоль произвольной наклонной односкачковой трассы. Рассмотрим изотропный случай и для упрощения выкладок ограничимся двумерной задачей о распространении в плоско-слоистой невозмущенной ионосфере (переход к трехмерной задаче и произвольной невозмущенной ионосфере, для которой поле может быть представлено высокочастотной асимптотикой, не встречает принципиальных трудностей).

В уравнении для электрического поля  $E$

$$\nabla^2 E - \text{grad div } E + k^2 [\epsilon_0(z) + \epsilon_1(x, z)] E = f,$$

в котором  $k$  — волновое число в вакууме,  $\epsilon_0(z)$  — диэлектрическая проницаемость невозмущенной ионосферы,  $\epsilon_1(x, z)$  — возмущение,  $f$  — функция, описывающая источники поля, не будем учитывать член  $\text{grad div } E$ , дающий при наклонном распространении малый по высокочастотному параметру  $kl$  ( $l$  — характерный масштаб изменения свойств невозмущенной ионосферы) вклад в поле. Полюс, который может иметь этот член на частотах, ниже главной критической частоты ионосферы, в случае наклонного распространения расположен значительно выше каустики и дает лишь локальный вклад в поле в окрестности резонанс-

ной области. Тогда можно рассматривать скалярное уравнение для любой из декартовых проекций  $E$  электрического поля:

$$\nabla^2 E + k^2(\epsilon_0 + \epsilon_1)E = f. \quad (1)$$

Представим искомое поле в виде

$$E(x, z) = E_0(x, z) \exp[\Phi(x, z)], \quad (2)$$

где  $E_0$  удовлетворяет уравнению

$$\nabla^2 E_0 + k^2 \epsilon_0 E_0 = f, \quad (3)$$

и пользуясь методом теории возмущений при малом  $\epsilon_1$ , как это делается в [1, 2], для первого приближения  $\Phi_1$  функции  $\Phi$  получим уравнение

$$\nabla^2 \Phi_1 + 2 \nabla \ln E_0 \nabla \Phi_1 = -k^2 \epsilon_1. \quad (4)$$

Воспользовавшись подстановкой  $\Phi_1 = E_0^{-1} u$ , функцию  $\Phi_1$  найдем в виде

$$\Phi_1 = -k^2 E_0^{-1} \int E_0 \epsilon_1 G dv, \quad (5)$$

где  $G$  — функция Грина уравнения (3). После этого окончательно искомое поле  $E$  — решение уравнения (1) — в первом приближении по возмущению комплексной фазы определится выражением

$$E_1 = E_0(x, z) \exp[-k^2 E_0^{-1} \int E_0 \epsilon_1 G dv]. \quad (6)$$

Условие применимости (6)

$$|\Phi_1| \ll |\ln G|.$$

Если принять во внимание разложение экспоненты в ряд, то нетрудно видеть, что выражение (6) является частичной суммой ряда последовательных приближений непосредственно уравнения (1). Первый член разложения (6) в ряд представляет собой приближение однократного рассеяния (борновское приближение). Оно удовлетворительно описывает поле, если  $|\Phi_1| \ll 1$ , в противном случае следует пользоваться непосредственно формулой (6).

Переходим к исследованию функции  $\Phi_1$ , задаваемой выражением (5). Предположим, что передатчик, расположенный на Земле, находится в начале декартовой системы координат  $X, Z$ , а приемник, также находящийся на Земле, имеет координаты  $(x_0, 0)$ .

Невозмущенное поле в приближении геометрической оптики описывается выражением

$$E_0(0, 0, x, z) = k^2 \tilde{\epsilon}^{-1} PA(\mu) 2^{-3/2} \pi^{-1/2} \exp \left[ i \left( \frac{\pi}{4} - \frac{\psi}{2} \right) \right] \times \quad (7)$$

$$\times |\varphi_{\mu\mu}^{(1)}(\mu, 0, z)|^{-1/2} [k^2 - \mu^2]^{-1/4} [k^2 \epsilon_0(z) - \mu^2]^{-1/4} \exp [iL^{(1)}(0, 0, x, z, \mu)],$$

в котором буквенные индексы внизу означают дифференцирование по соответствующим переменным,  $\tilde{\epsilon}$  — диэлектрическая проницаемость вакуума,  $P$  — полный дипольный момент источника,  $A(\mu)$  — диаграмма направленности,

$$L^{(1)}(0, 0, x, z, \mu) = \mu x + \varphi^{(1)}(\mu, 0, z),$$

$$\varphi^{(1)}(\mu, 0, z) = \int_0^z \sqrt{k^2 \varepsilon_0 - \mu^2} dz + \int_z^{\tilde{z}} \sqrt{k^2 \varepsilon_0 - \mu^2} dz, \quad k^2 \varepsilon_0(\tilde{z}) - \mu^2 = 0.$$

Значение  $\mu$ , связанное с углом выхода луча из источника, отсчитываемым от нормали (с углом входа луча в ионосферу), соотношением  $\mu = k \sin \theta$ , определяется из уравнения

$$x + \varphi_{\mu}^{(1)}(\mu, 0, z) = 0, \quad (8)$$

причем, если (8) имеет несколько решений (имеет место многолучевость),  $\mu$  — одно из решений, и рассмотрение, которое далее проводится для одного луча, следует осуществлять для каждого из лучей.

При определении невозмущенного поля на поверхности Земли в точке  $(x_0, 0)$  в формулах (7), (8) следует положить  $x = x_0$ ,  $z = 0$ ,  $\mu = \mu_0$ ,  $\psi = \psi_0 = \arg \varphi_{\mu\mu}^{(1)}(\mu_0, 0, 0)$ , а влияние Земли учтется умножением (7) на  $(1 + R_3)^2$ , где  $R_3$  — коэффициент отражения поля от Земли, зависящий от частоты.

Вид коротковолновой асимптотики функций, стоящих под знаком интеграла в (5), зависит от положения текущей точки, по координатам которой ведется интегрирование. Мы здесь ограничимся случаем, когда занятый возмущением участок ионосферы удален от областей нарушения регулярности поля лучей (рассмотрение других ситуаций явится содержанием отдельной работы).

Для определенности предположим, что возмущение расположено к приемнику ближе, чем к передатчику. Тогда поле в точке  $(x, z)$  выразится формулами (7), (8), в которых  $\mu = \mu_1$ ,  $\psi = \psi_1 = \arg \varphi_{\mu\mu}^{(1)}(\mu_1, 0, z)$ , причем  $\mu_1$  обращается в  $\mu_0$ , когда точка  $(x, z)$  оказывается на луче, соответствующем невозмущенной трассе.

Функция Грина  $G$  в (5) имеет вид

$$G(x, z, x_0, 0) = 2^{-3/2} \pi^{-1/2} \exp \left[ -i \left( \frac{\pi}{4} + \frac{\psi_2}{2} \right) \right] | \varphi_{\mu\mu}^{(2)}(\mu_2, z, 0) |^{-1/2} \times \\ \times [k^2 - \mu_2^2]^{-1/4} [k^2 \varepsilon_0(z) - \mu_2^2]^{-1/4} \exp [iL^{(2)}(x, z, x_0, 0, \mu_2)], \\ L^{(2)}(x, z, x_0, 0) = \mu(x_0 - x) + \varphi^{(2)}(\mu, z, 0), \quad (9)$$

$$\varphi^{(2)}(\mu, z, 0) = \int_0^z \sqrt{k^2 \varepsilon_0 - \mu^2} dz, \quad \psi_2 = \arg \varphi_{\mu\mu}^{(2)}(\mu_2, z, 0).$$

Величина  $\mu_2$  удовлетворяет уравнению

$$x_0 - x + \varphi_{\mu}^{(2)}(\mu, z, 0) = 0 \quad (10)$$

и является тем его решением, которое обращается в  $\mu_0$ , когда точка  $(x, z)$  оказывается на луче, соответствующем невозмущенной трассе. Чтобы учесть влияние Земли, выражение (9), а также (7) для текущей точки интегрирования в (5) следует умножить на  $(1 + R_3)$ .

При вычислении функции  $\Phi_1$  по формуле (5), вообще говоря, необходимо учитывать зависимости  $\mu_{1,2} = \mu_{1,2}(x, z)$ , задаваемые неявно соотношениями (8), (10). В связи с этим рассмотрим разные ситуации.

1. Допустим сперва, что указанной зависимостью можно пренебречь. Это возможно, если размер области, занятой возмущением, много меньше некоторых характерных размеров как по отношению к при-

емнику, так и по отношению к передатчику. (Выражение для них будет получено ниже.) Тогда  $\mu_{1,2}$  зависят лишь от координат «центра» рассеивающей области, и величина  $\Phi_1$  в (5) пропорциональна интегралу

$$J = \int \varepsilon_1 \exp \left\{ i \left[ (\mu_1 - \mu_2) x + \int_0^z (\sqrt{k^2 \varepsilon_0 - \mu_2^2} - \sqrt{k^2 \varepsilon_0 - \mu_1^2}) dz \right] \right\} dx dz, \quad (11)$$

в котором  $\mu_{1,2} = \mu_{1,2}(\xi, \eta)$ ,  $(\xi, \eta)$  — координаты «центра». Коэффициент пропорциональности между  $J$  и  $\Phi_1$ , зависящий лишь от взаимного расположения передатчика, приемника и рассеивающей области и конкретной модели невозмущенной ионосферы  $\varepsilon_0(z)$  не будем приводить из-за его громоздкости.

Выражение (11) по существу описывает диаграмму рассеяния возмущениями «малого» размера. Оно определяет также угловой спектр рассеяния (как функция угла выхода из ионосферы  $\theta_2 = \arcsin(\mu_2/k)$  рассеянного поля) плоской волны, вошедшей в ионосферу под углом  $\theta_1 = \arcsin(\mu_1/k)$  для неоднородностей произвольных размеров. Используя (11) для анализа конкретных ситуаций, остановимся на двух случаях.

Если рассматривать рассеяние на возмущении, испытывающем диффузию при сохранении общего числа заряженных частиц (как избыточного, так и недостаточного), «центр» которого покоится в ионосфере, то, как видно из (11), при рассеянии вперед, вдоль луча падающего поля, когда  $\mu_0 = \mu_1 = \mu_2$ , характеристики рассеяния не зависят от времени, т. е. сечение рассеяния продолжает оставаться постоянным (пока размеры возмущения остаются «малыми») и отсутствует доплеровское смещение частоты. (Имеется в виду медленный во времени процесс, рассмотрение которого возможно в квазистационарном приближении.)

Рассматривая угловой спектр при рассеянии плоских волн, воспользуемся (11) для получения, например, условий преимущественного рассеяния на весьма протяженной в горизонтальном направлении периодической структуре вида

$$\varepsilon_1(x, z) = \Delta \varepsilon \exp \left[ -\frac{(z-H)^2}{d^2} \right] \cos \pi x. \quad (12)$$

С помощью (11) найдем брэгговское условие

$$\sin \theta_2 - \sin \theta_1 = \pm \frac{x}{k},$$

записанное непосредственно в терминах углов падения на ионосферу облучающего поля и выхода из ионосферы рассеянного поля.

2. Учтем теперь зависимости  $\mu_1$  и  $\mu_2$  от переменных интегрирования  $x, z$ , задаваемые неявно (8), (10). В этом случае вычисления по (5) удобнее проводить в системе координат, поясняемой рис. 1, которая широко используется в книге [7]. Выберем в качестве опорного луча, соответствующий невозмущенной трассе, и свяжем положение точки  $(x, z)$  в пространстве с этим лучом парой чисел  $(s, n)$ , из которых первое —  $s$  — представляет собой расстояние вдоль исходного луча от источника до основания перпендикуляра, опущенного на опорный луч из текущей точки, а второе —  $n$  — является расстоянием от этой точки до луча по перпендикуляру.

В силу того, что кривая, с которой связана введенная система координат, является лучом, разложения  $L^{(1)}, L^{(2)}$  в (7), (9) в ряды по  $n$  во-

круг точки  $(s, 0)$  не содержат линейного члена. Проводя необходимые вычисления, можно получить

$$L^{(1),(2)}(s, n) = L^{(1),(2)}(s, 0) + \frac{1}{2} \left\{ \varphi_{zz}^{(1),(2)} \varphi_{\mu z}^{(1),(2)2} [1 + \varphi_{\mu z}^{(1),(2)2}]^{-1} - \right. \\ \left. - [1 + \varphi_{\mu z}^{(1),(2)2}] \varphi_{\mu\mu}^{(1),(2)-1} \right\} n^2 + O(n^3), \quad (13)$$

причем все коэффициенты разложений содержат значения функции в точке  $(s, 0)$ . Воспользовавшись разложениями (13), учитывая обозначения в (7), (9) и приняв во внимание, что

$$\varphi_{zz}^{(1)}(s, 0) = -\varphi_{zz}^{(2)}(s, 0), \quad \varphi^{(1)}(s, 0) + \varphi^{(2)}(s, 0) = \varphi^{(1)}(S, 0),$$

где  $(S, 0)$  — координаты приемника во введенной системе координат, для  $\Phi_1$  из (5) получим выражение

$$\Phi_1(0, 0, x_0, 0) = -k^2 2^{-3/2} \pi^{-1/2} \exp \left[ -i \left( \frac{\pi}{4} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{\psi_1 + \psi_2 - \psi_0}{2} \right) \right] |\varphi_{\mu\mu}^{(1)}(S, 0)|^{1/2} \iint \varepsilon_1(s, n) [k^2 \varepsilon_0(s, n) - \mu_1^2(s, n)]^{-1/4} \times \\ \times [k^2 \varepsilon_0(s, n) - \mu_2^2(s, n)]^{-1/4} |\varphi_{\mu\mu}^{(1)}(s, n)|^{-1/2} |\varphi_{\mu\mu}^{(2)}(s, n)|^{-1/2} \times \quad (14) \\ \times \exp \left\{ \frac{-i k^2 \varepsilon_0(s, 0) n^2}{2 [k^2 \varepsilon_0(s, 0) - \mu_0^2]} \left[ \varphi_{\mu\mu}^{(1)-1}(s, 0) + \varphi_{\mu\mu}^{(2)-1}(s, 0) \right] + O(n^3) \right\} \times \\ \times (1 + n \rho^{-1}(s)) ds dn.$$

Здесь величина  $(1 + n \rho^{-1}(s))$  представляет собой элемент площади, функция  $\rho(s)$  есть радиус кривизны опорного луча — известная функция, поскольку задано уравнение луча (8). Как видно, в (14) характерный масштаб изменения экспоненты определяется величинами  $D = \sqrt{2\pi} |\varphi_{\mu\mu}^{(1)}|^{1/2} \left( \varepsilon_0 - \frac{\mu^2}{k^2} \right)^{1/2} \varepsilon_0^{-1/2}$ , вычисленными для приемника и передатчика, с помощью которых уточняется смысл «малости» размеров возмущений, рассмотренных в п. 1. Эти размеры должны быть много меньше  $D$  как по отношению к передатчику, так и по отношению к приемнику. Нужно отметить, что  $D$  не является главной зоной Френеля, ибо последнюю следовало бы определять из разложений (13), второй член которых содержит два слагаемых. Величина  $D$  в случае односкачковых трасс, общей протяженностью порядка 1000 км, и при частоте порядка 10 МГц составляет единицы километров. И, следовательно, рассеяние на таких трассах можно описывать с помощью (11) для неоднородностей с размерами, не превосходящими километра.

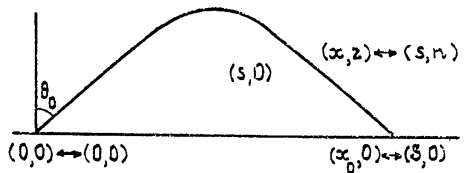


Рис. 1.

Прогресс в вычислении интеграла (14) определяется соотношением характерного масштаба  $\Lambda$  изменения свойств возмущения  $\varepsilon_1$  и комбинации размеров  $D - (D_1^{-2} + D_2^{-2})^{-1/2}$  по отношению к приемнику и передатчику. Если  $\Lambda > (D_1^{-2} + D_2^{-2})^{-1/2}$ , интеграл по переменной  $n$

в (14) может быть вычислен методом наискорейшего спуска, и главный член асимптотики имеет вид

$$\Phi_1^{\Gamma}(0, 0, x_0, 0) = \frac{ik}{2} \int \frac{\epsilon_1(s, 0) ds}{\sqrt{\epsilon_0(s, 0)}}, \quad (15)$$

где интегрирование ведется вдоль луча невозмущенной трассы. Приближение (15) совпадает с первым приближением теории возмущений для уравнения эйконала [8]. Не ограничиваясь в методе наискорейшего спуска главным членом, можно написать весь асимптотический ряд. Так, следующее приближение выражается формулой

$$\begin{aligned} \Phi_2^{\Gamma}(0, 0, x_0, 0) = & \frac{k}{2} e^{i(\psi_1 + \psi_2 - \psi_0)} |\varphi_{\mu\mu}^{(1)}(S, 0)|^{-1} \times \\ & \times \int |\varphi_{\mu\mu}^{(1)}(s, 0)| |\varphi_{\mu\mu}^{(2)}(s, 0)| \epsilon_0^{-3/2}(s, 0) \left[ \epsilon_0(s, 0) - \frac{\mu_0^2}{k^2} \right] \rho^{-1}(s) \frac{\partial \epsilon_1(s, 0)}{\partial n} ds. \end{aligned} \quad (16)$$

В отличие от рассеяния плоской волны, распространяющейся в однородной в отсутствие возмущения среде, когда второй член в методе геометрической оптики содержит вторые производные по поперечным координатам [1, 2] от возмущения  $\epsilon_1$ , в случае неоднородной невозмущенной среды он определяется первой производной  $\partial \epsilon_1 / \partial n$  в силу конечной кривизны луча невозмущенного поля. Условие применимости геометрической оптики

$$\Lambda > (D_1^{-2} + D_2^{-2})^{-1/2} \quad (17)$$

здесь строго вытекает из более общего рассмотрения.

Если (17) не выполняется, т. е. для неоднородностей с характерными масштабами изменения свойств, удовлетворяющими соотношению

$$\Lambda < (D_1^{-2} + D_2^{-2})^{-1/2}, \quad (18)$$

необходимо вычислять непосредственно многократный интеграл (14). В отличие от рассеяния плоской волны в однородной в отсутствие возмущения среде, когда аналогичный интеграл удастся вычислять косвенным путем, упрощая непосредственно исходное уравнение, аналогичное (4) (собственно метода С. М. Рытова), в случае неоднородной среды этого сделать не удастся, поскольку в упрощенном уравнении, получаемом из уравнения (4), записанного в подходящей криволинейной системе координат (той, которая использована здесь, или лучевой), переменные не делятся. Но даже если бы упрощенное уравнение удалось решить, корректное обоснование возможности упрощения состояло бы в осуществлении процедуры, проводимой нами здесь. Таким образом, выражение (14), по-видимому, следует считать окончательным при описании рассеяния в неоднородных средах на возмущениях, для которых существенны дифракционные эффекты и характерные масштабы изменения свойств которых удовлетворяют неравенству (18).

В заключение, в качестве примера выясним, как отличаются поля, рассеянные периодическим возмущением (12) с  $\Lambda = 2\pi/\kappa$  в случаях (17) и (18). Оценивая интеграл (15), будем в области, занятой возмущением, заменять отрезок луча отрезком касательной к лучу. При оценке (14) вынесем за знак интеграла все медленно меняющиеся функции и заменим исходную криволинейную систему координат декартовой, у которой одна из осей совпадает с касательной к лучу в области, занятой возмущением. Тогда получим

$$\Phi_1^\Gamma(0, 0, x_0, 0) = \frac{i \Delta \varepsilon k d \sqrt{\pi}}{2 \cos \theta_H} \exp \left[ -\frac{1}{4} x^2 d^2 \operatorname{tg}^2 \theta_H \right] \cos [x \varphi_\mu^{(1)}(\mu_0, 0, H)] \quad (19)$$

из (15) и

$$\begin{aligned} \dot{\Phi}_1(0, 0, x_0, 0) = & \frac{i \Delta \varepsilon k d \sqrt{\pi}}{2 \cos \theta_H} \exp \left\{ -\frac{1}{4} x^2 d^2 \operatorname{tg}^2 \theta_H \left( 1 - \frac{i}{d^2 \alpha^2} \right)^2 \times \right. \\ & \times \left( 1 - \frac{i \sin^2 \theta_H}{d^2 \alpha^2} \right)^{-2} \left[ 1 + \frac{i \sin^2 \theta_H}{d^2 \alpha^2} \left( 1 - \frac{i \sin^2 \theta_H}{d^2 \alpha^2} \right)^{-1} \right]^{-1} + \\ & \left. + \frac{i x^2 \cos^2 \theta_H}{4 \alpha^2} \left( 1 - \frac{i \sin^2 \theta_H}{d^2 \alpha^2} \right)^{-1} \right\} \cos [x \varphi_\mu^{(1)}(\mu_0, 0, H)] \end{aligned} \quad (20)$$

из (14). В формуле (20)

$$\alpha^2 = \frac{\varepsilon_0(S_H, 0)}{2(\varepsilon_0(S_H, 0) - \sin^2 \theta_0)} [\varphi_{\mu\mu}^{(1)}(S_H, 0) + \varphi_{\mu\mu}^{(2)}(S_H, 0)],$$

точка  $(S_H, 0)$  — это точка на опорном луче, имеющая вертикальную координату  $z = H$ , а  $\cos \theta_H = \varepsilon_0^{-1/2}(H) [\varepsilon_0(H) - \sin^2 \theta_0]^{1/2}$ . Величина  $\alpha^2$  связана с характерными размерами  $D$  для приемника и передатчика. Для нее  $|\alpha^2| \approx D_1^{-2} + D_2^{-2}$  и уменьшение  $D$  означает увеличение  $|\alpha|$ . Нетрудно видеть, что выражение (19) является пределом (20) при  $|\alpha| \rightarrow \infty$ . Если невозмущенная ионосфера  $\varepsilon_0$  и возмущение  $\varepsilon_1$  — без поглощения, то для возмущения (12) в случае применимости геометрической оптики изменяется, как видно из (19), только фаза падающего поля. С уменьшением характерного масштаба изменения свойств возмущения становятся существенными дифракционные эффекты, что приводит к изменению не только фазы, но и амплитуды, связанному с членами порядка  $d^{-2} |\alpha^{-2}|$  и  $x^2 |\alpha^{-2}|$  в (20) при конечном  $|\alpha|$ . Величины  $d$  и  $\Lambda = 2\pi/x$  являются характерными масштабами изменения свойств возмущения (12) соответственно в вертикальном и горизонтальном направлениях.

С точки зрения восстановления свойств возмущения появление экспоненциального ослабления полного поля по сравнению с полем в отсутствие возмущения позволяет предположить, что характерные масштабы изменения свойств неоднородности не превосходят величины, определяемой (18).

Имея (19), (20) и введя в (12) зависимость от времени, нетрудно вычислить доплеровское смещение частоты на трассе. Мы считаем однако возможным в данной работе не останавливаться на этом более подробно.

Подводя итог проведенному здесь рассмотрению, укажем, что для однокачковых трасс длиной порядка 1000 км на частотах поля порядка 10 МГц приближение «плоских» волн (11) пригодно при описании рассеяния неоднородностями с общим размером, не превосходящим единиц километров. Для возмущений большего размера необходимо учитывать конечную кривизну фронтов облучающего и вторичного полей. Если характерный масштаб изменения свойств возмущения составляет величину порядка 10 км и более, применимы формулы геометрической оптики (15), (16). Для возмущений с характерными масштабами, лежащими в интервале 1—10 км, необходимо учитывать дифракционные эффекты с помощью (14).

Соотношения (11), (14)—(16) могут использоваться при анализе рассеяния на неоднородностях статистического характера в неоднородной-ионосфере.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. М. Рытов, Введение в статистическую радиофизику, изд. Наука, М., 1966
2. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967
3. Н. Г. Деписов, В. А. Зверев, Изв. вузов — Радиофизика, 2, № 4, 521 (1959).
4. Ю. А. Кравцов, Изв. вузов — Радиофизика, 8, № 5, 876 (1965).
5. В. Д. Гусев, А. А. Махмутов, Радиотехника и электроника, 23, № 12, 2509 (1977).
6. В. И. Романова, Изв. вузов — Радиофизика, 21, № 12, 1717 (1978).
7. В. М. Бабич, В. С. Булдырев, Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн, изд. Наука, М., 1972
8. Ю. А. Кравцов, в кн. Аналитические методы в теории дифракции и распространения волн, Научный совет по акустике АН СССР, Министерство радиопромышленности СССР, М., 1970.

Ленинградский государственный  
университет

Поступила в редакцию  
11 марта 1979 г.

#### HF WAVE SCATTERING IN THE OBLIQUE PROPAGATION IN THE IONOSPHERE

*N. N. Zernov*

In the assumption on the smallness of the inhomogeneous ionosphere disturbances an equation is considered by the method of disturbance theory for the complex phase. Presentations of the first approximation of the complex phase are studied at different relations of dimensions of the region occupied by the disturbance, the characteristic scale of variation of the disturbance properties and radii of curvature of fronts of radiating and scattering fields.