

Дифракция радиоволн КВ диапазона на крупномасштабных возмущениях эффективной ионосферной границы

В. Г. Безродный

*Радиоастрономический институт НАН Украины,
Украина, 61002, г. Харьков, ул. Краснознаменная, 4
E-mail: bezrodny@rian.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 5 марта 2001 г.

Применительно к проблеме ионосферной КВ радиодиагностики построено решение динамической задачи кирхгофовой дифракции поля точечного источника на крупномасштабных неровностях случайной отражающей поверхности с малыми наклонами, справедливое как во фраунгоферовой, так и френелевской зонах относительно характерных высот возвышения этой поверхности. Показано, что результат расчета имеет вид сферической волны, промодулированной по фазе и амплитуде. При этом глубина фазовой модуляции определяется лишь высотами возвышений, а амплитудной – высотами и кривизной отражающей поверхности в невозмущенной зеркальной точке.

Стосовно до проблеми іоносферної КХ радіодіагностики побудовано рішення динамічної задачі кірхгофівської дифракції поля точкового випромінювача на великомасштабних нерівностях випадкової відбиваючої поверхні з малими нахилами, придатне як у фраунгоферовій, так і френелевській зонах відносно характерних висот підвищень цієї поверхні. Показано, що результат розрахунку має вигляд сферичної хвилі, що змодульована за фазою та амплітудою. При цьому глибина фазової модуляції залежить лише від висот підвищень, а амплітудної – від висот та кривини відбиваючої поверхні у незбуреній зеркальній точці.

Введение

В широком спектре ионосферных неоднородностей особое место по степени своего влияния на распространение КВ радиосигналов занимает класс так называемых перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ). В соответствии с установившейся в научной литературе терминологией к этому классу обычно относят волноподобные изменения параметров ионосферной плазмы с характерными пространственными масштабами от нескольких сотен до нескольких тысяч километров, временными периодами от десятка минут до нескольких часов и скоростями горизонтального перемещения от сотни до тысячи метров

в секунду (см., например, обзор [1]). Природу возникновения таких образований связывают в большинстве случаев с атмосферными гравитационными волнами, возбуждающимися в нейтральной атмосфере и распространяющимися затем на ионосферные высоты [1]. В силу своей сравнительно высокой интенсивности ПИВ оказывают существенное влияние на процесс ионосферного распространения КВ радиосигналов, приводя к квазипериодическим вариациям их параметров. По этой причине ПИВ, с одной стороны, могут рассматриваться в качестве серьезного источника помех для КВ радиосвязи, приводящих, в частности, к замираниям полей принимаемых радиоволн. С другой стороны, они могут слу-

жить действенным инструментом для осуществления наземной радиодиагностики атмосферных гравитационных волн и источников их возбуждения.

Простейшей, но достаточно эффективной моделью, описывающей воздействие ПИВ на характеристики КВ сигналов на наклонных наземных радиолиниях, является модель статистически неровной идеально отражающей поверхности, расположенной на ионосферных высотах. В такой модели вариации параметров сигналов на исследуемой трассе связываются с колебаниями точки зеркального отражения по радиальной и угловым координатам, происходящими в результате квазипериодических изменений указанной поверхности во времени. Именно в такой постановке выполнены расчеты флуктуаций доплеровских и траекторных параметров КВ полей в работе [2]. В этой же работе разработаны и опробованы алгоритмы решения в статистической и динамической постановках обратной задачи восстановления характеристик ПИВ на основании регистраций изменений азимута, угла места и доплеровского смещения частоты пробного радиосигнала. Показано, что для объяснения экспериментально наблюдаемых значений этих величин характерный размах вариаций высоты зеркальной точки должен составлять от нескольких единиц до нескольких десятков километров.

В рамках сделанных в [2] приближений флуктуации исследованных параметров радиоволн обусловлены исключительно вариациями высоты и наклона эффективной отражающей поверхности в средней точке радиотрассы. Для того чтобы расширить круг характеристик случайной поверхности, включенных в радиодиагностику, необходимо привлечь к рассмотрению дополнительные физические механизмы. В настоящей работе предлагается использовать в таких целях фокусирующие свойства неровной поверхности, связанные с ее кривизной, для чего ниже рассчитывается поле дифракции пробного КВ сигнала на крупномасштабных возмущениях эффективной ионосферной границы, моделирующих ПИВ.

1. Постановка задачи и методика решения

Указанную задачу будем решать в следующей постановке. Прежде всего, ограничимся рассмотрением коротких (до 1 тыс. км) односторонних радиотрасс. Это позволяет нам не учитывать кривизну земной и ионосферной поверхностей и решать плоскую задачу. Передатчик и приемник расположим на земной поверхности $z = 0$ соответственно в точках $\mathbf{R}_0 = \{0, 0, 0\}$ и $\mathbf{R} = \{x, y, 0\}$. Эффективную отражающую ионосферную границу S будем считать статистически неровной и совпадающей в среднем с плоскостью $z = H$ (см. рис.). Описывающее ее уравнение имеет вид:

$$z = H + Z(x, y), \quad (1)$$

где $\langle Z(x, y) \rangle = 0$, угловые скобки $\langle \dots \rangle$ означают статистическое усреднение.

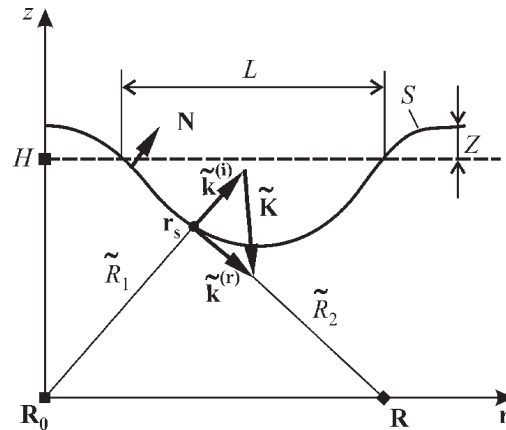


Рис. Геометрия задачи

Моделирующие ПИВ неровности $Z(x, y)$ будем полагать высокими по сравнению с длиной волны и достаточно пологими, так что выполнены неравенства:

$$k\sigma_z \gg 1, \quad kL \gg 1, \quad \langle \Gamma^2 \rangle \equiv \langle (\text{grad } Z)^2 \rangle \ll 1, \quad (2)$$

где σ_Z и L – среднеквадратичное отклонение и характерный пространственный масштаб вариаций Z , Γ – случайный наклон неровностей.

Что касается граничных условий на эффективной границе ионосферы, то будем считать ее идеально отражающей. Это означает, что для тангенциальных компонент электрического поля E_τ выполнено условие

$$E_\tau(\mathbf{r}_S) = 0 \quad (3)$$

(т. е. реализуется коэффициент отражения $V = -1$), для нормальных компонент E_N – условие

$$\partial E_N(\mathbf{r}_S) / \partial N = 0 \quad (4)$$

(коэффициент отражения $V = 1$). Здесь $\mathbf{r}_S \in S$, \mathbf{N} – внешняя нормаль к поверхности S .

Плавность нерегулярной ионосферной границы, следующая из соотношений (2), позволяет для расчета поля дифракционного сигнала воспользоваться хорошо известным в литературе методом касательной плоскости, или методом Кирхгофа (см., например, монографию [3]). Существо метода состоит в представлении поля в каждой точке неровной границы S в виде суммы невозмущенной падающей волны и волны, отраженной по законам геометрической оптики от плоскости, касательной к поверхности в этой точке. Далее с использованием формулы Грина поле поверхностных источников пересчитывается в произвольную точку пространства \mathbf{R} .

Для простоты будем решать скалярную задачу. Тогда в рамках сделанных предположений выражение для дифракционного поля $U^{(d)}$ может быть записано в форме [3]:

$$U^{(d)}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = V \frac{A_0}{4\pi i} \int_S d\mathbf{r}_S \frac{e^{ik(\tilde{R}_1 + \tilde{R}_2)}}{\tilde{R}_1 \tilde{R}_2} (\mathbf{N} \tilde{\mathbf{K}}), \quad (5)$$

где $\tilde{R}_1 \equiv |\mathbf{r}_S - \mathbf{R}_0|$ и $\tilde{R}_2 \equiv |\mathbf{R} - \mathbf{r}_S|$ – расстояния от текущей точки поверхности S до передатчика и приемника соответственно; $\tilde{\mathbf{K}} \equiv \tilde{\mathbf{k}}^{(r)}(\mathbf{r}_S) - \tilde{\mathbf{k}}^{(i)}(\mathbf{r}_S)$ – вектор рассеяния, $\tilde{\mathbf{k}}^{(i,r)}$ – волновые векторы падающей и отра-

женной волн (см. рис.). При получении (5) предполагалось, что падающая волна $U^{(i)}$ является сферической с амплитудой A_0 ,

$$U^{(i)}(\mathbf{r}_S, \mathbf{R}_0) = A_0 \frac{e^{ik|\mathbf{r}_S - \mathbf{R}_0|}}{|\mathbf{r}_S - \mathbf{R}_0|}, \quad (6)$$

а точки \mathbf{R} и \mathbf{R}_0 расположены в волновой зоне по отношению к рассеивающей границе ($k\tilde{R}_{1,2} \gg 1$).

Далее, переходя в выражении (5) от интегрирования по поверхности S к интегрированию по плоскости $z = H$ на основании равенств

$$d\mathbf{r}_S = \frac{d\mathbf{r}'}{N_z} = \frac{dx'dy'}{N_z} \approx dx'dy', \quad (7)$$

$$\mathbf{N} \approx \mathbf{e}_z^{(0)} - \Gamma, \quad (8)$$

справедливых с точностью до линейных по Γ членов (здесь $\mathbf{e}_z^{(0)}$ – орт оси z), соотношение (5) для дифракционного поля можно преобразовать к виду:

$$U^{(d)}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = V \frac{A_0}{4\pi i} \int_{z=H} d\mathbf{r}' \frac{e^{ik(\tilde{R}_1 + \tilde{R}_2)}}{\tilde{R}_1 \tilde{R}_2} (\tilde{\mathbf{K}}_z - \tilde{\mathbf{K}}_\perp \Gamma). \quad (9)$$

Здесь $\tilde{\mathbf{K}}_\perp = \{\tilde{K}_{x'}, \tilde{K}_{y'}\}$ – проекция вектора $\tilde{\mathbf{K}}$ на плоскость $z = H$, расстояния $\tilde{R}_{1,2}$ от передатчика и приемника до текущей точки неровной границы описываются формулами:

$$\tilde{R}_1 = \sqrt{r'^2 + [H + Z(\mathbf{r}')]^2}, \quad (10)$$

$$\tilde{R}_2 = \sqrt{(\mathbf{D} - \mathbf{r}')^2 + [H + Z(\mathbf{r}')]^2},$$

где $\mathbf{D} = \{x, y\}$.

Выражения, подобные (9), широко используются в литературе при исследовании законов кирхгофской дифракции волновых полей на крупномасштабных неровностях случайных границ. Традиционный путь дальнейшего анализа состоит в разложении показателя экспоненты (9) по степеням Z до линейных членов (заметим, что это справедливо только во фраунгоферовой относительно характерной высоты неровностей σ_z зоне) и вычислении различных статистических моментов поля $U^{(d)}$. Однако такой подход не приемлем для поставленной задачи. Прежде всего, для объяснения экспериментальных значений вариаций радиосигналов, связываемых с ПИВ, высоты Z неровностей ионосферной границы должны удовлетворять условиям френелевской дифракции. С другой стороны, целью работы является получение неусредненного, динамического, решения, которое могло бы быть в дальнейшем использовано для получения текущей информации о форме граничной поверхности и ее изменениях во времени. Поэтому мы используем другой подход, а именно, непосредственное вычисление динамического выражения для интеграла (9) с использованием метода стационарной фазы. Основанием для применения этого метода в данном случае служит условие $k\sigma_z \gg 1$, в силу которого показатель экспоненты в формуле (9) является самой быстромменяющейся из подынтегральных функций. Впервые такой подход к решению задачи дифракции волнового поля на криволинейной границе произвольной формы (безразлично – детерминированной или стохастической природы) был использован в работе [4] применительно к случаю падения плоской волны, далее в [5] – обобщен для сферической волны, а в [6] – для падающей волны произвольной формы. Результаты расчетов этих работ представлены в виде квадратур, содержащих в качестве свободных параметров характеристики кривизны рассматриваемой границы в стационарной точке, соответствующей взаимному расположению точек излучения и приема. В отличие от [4-6] мы применим указанный метод не для произвольного, а для совершенно конкретного вида нерегулярной

границы, а именно для границы, описываемой уравнением (1) и удовлетворяющей условиям (2).

2. Результаты вычислений

Следуя [4-6], определим, прежде всего, стационарную (зеркальную) точку \mathbf{r}_m показателя экспоненты, являющуюся решением уравнения

$$\nabla_{\mathbf{r}'}(\tilde{R}_1 + \tilde{R}_2) = (\tilde{\alpha}_{\perp} - \tilde{\beta}_{\perp}) + (\tilde{\alpha}_z - \tilde{\beta}_z)\mathbf{\Gamma} = 0, \quad (11)$$

где

$$\tilde{\alpha}_{\perp} \equiv \tilde{\mathbf{k}}_{\perp}^{(i)}/k = \mathbf{r}'/\tilde{R}_1, \quad \tilde{\alpha}_z \equiv \tilde{k}_z^{(i)}/k = (H + Z)/\tilde{R}_1; \quad (12)$$

$$\tilde{\beta}_{\perp} \equiv \tilde{\mathbf{k}}_{\perp}^{(r)}/k = (\mathbf{D} - \mathbf{r}')/\tilde{R}_2, \quad \tilde{\beta}_z \equiv \tilde{k}_z^{(r)}/k = -(H + Z)/\tilde{R}_2.$$

В отсутствие наклонов случайной границы, т. е. при $\mathbf{\Gamma} \equiv 0$, из (11) следует равенство $\tilde{\alpha}_{\perp} = \tilde{\beta}_{\perp}$, которому соответствует решение невозмущенной задачи:

$$\mathbf{r}_m^{(0)} = \mathbf{D}/2 = \{x/2; y/2\}. \quad (13)$$

Согласно (10), (12) ему сопоставляются значения

$$\tilde{\alpha}_z^{(0)} = -\tilde{\beta}_z^{(0)}, \quad (14)$$

$$\tilde{R}_{m1} = \tilde{R}_{m2} = \tilde{R}_m^{(0)} = \sqrt{D^2/4 + [H + Z(\mathbf{D}/2)]^2}.$$

Заметим, что соотношение (13) остается справедливым при любых значениях Z , а не только при $Z = 0$. Смещение же $\Delta\mathbf{r}_m$ зеркальной точки \mathbf{r}_m относительно середины трассы может происходить только вследствие наклона случайной границы. Поскольку наклоны $\mathbf{\Gamma}$ в нашей задаче предполагаются малыми, то

они могут привести лишь к сравнительно небольшим, $\sim |\Delta \mathbf{r}_m / R_m^{(0)}|$, угловым смещениям лучей, приходящих в точку наблюдения. На этом основании будем полагать, во-первых, что на неровной границе не возникает дополнительных зеркальных точек. Во-вторых, что величина смещения $\Delta \mathbf{r}_m = \{\Delta x_m; \Delta y_m\}$ незначительна в меру малости $|\Delta \mathbf{r}_m / R_m^{(0)}|$ и может быть определена путем линеаризации уравнения (11) по этому параметру. Наконец, будем считать, что углы падения волны на отражающую поверхность достаточно крутые, в результате чего эффекты затенений могут не учитываться (условия применимости указанных приближений будут сформулированы в конце работы).

Выполняя соответствующие вычисления, для величин Δx_m , Δy_m получим следующие расчетные соотношения:

$$\Delta x_m = -\frac{\tilde{R}_m^{(0)}}{\tilde{\alpha}_z^{(0)}} \left[(1 - \tilde{\alpha}_y^{(0)2}) \Gamma_x + \tilde{\alpha}_x^{(0)} \tilde{\alpha}_y^{(0)} \Gamma_y \right], \quad (15)$$

$$\Delta y_m = -\frac{\tilde{R}_m^{(0)}}{\tilde{\alpha}_z^{(0)}} \left[\tilde{\alpha}_x^{(0)} \tilde{\alpha}_y^{(0)} \Gamma_x + (1 - \tilde{\alpha}_x^{(0)2}) \Gamma_y \right].$$

Использование (13)-(15) позволяет определить значение предэкспоненциального множителя подынтегральной функции формулы (9) в стационарной точке,

$$(\tilde{K}_z - \tilde{\mathbf{K}}_\perp \Gamma) / (\tilde{R}_1 \tilde{R}_2) \Big|_{\mathbf{r}_m} \approx -2\tilde{\alpha}_z^{(0)} / \tilde{R}_m^{(0)2}, \quad (16)$$

и коэффициенты разложения показателя экспоненты по степеням отклонений $(\mathbf{r}' - \mathbf{r}_m) = \{x' - x_m; y' - y_m\}$:

$$k(\tilde{R}_1 + \tilde{R}_2) \approx 2k\tilde{R}_m^{(0)} + a(x' - x_m)^2 + b(y' - y_m)^2 + c(x' - x_m)(y' - y_m), \quad (17)$$

$$\begin{aligned} a &= \frac{k}{\tilde{R}_m^{(0)}} \left[(1 - \tilde{\alpha}_x^{(0)2}) + \tilde{\alpha}_z^{(0)} \tilde{R}_m^{(0)} \frac{\partial^2 Z}{\partial x'^2} \right], \\ b &= \frac{k}{\tilde{R}_m^{(0)}} \left[(1 - \tilde{\alpha}_y^{(0)2}) + \tilde{\alpha}_z^{(0)} \tilde{R}_m^{(0)} \frac{\partial^2 Z}{\partial y'^2} \right], \\ c &= -\frac{2k}{\tilde{R}_m^{(0)}} \left[\tilde{\alpha}_x^{(0)} \tilde{\alpha}_y^{(0)} - \tilde{\alpha}_z^{(0)} \tilde{R}_m^{(0)} \frac{\partial^2 Z}{\partial x' \partial y'} \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

После вынесения множителя (16) из-под знака интеграла в (9) и выполнения несложных вычислений окончательное соотношение для дифракционного поля $U^{(d)}$ может быть представлено в традиционной форме:

$$U^{(d)}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0) = \hat{V} A_0 \frac{e^{i2k\tilde{R}_m^{(0)}}}{2\tilde{R}_m^{(0)}}, \quad (19)$$

где \hat{V} имеет смысл стохастического коэффициента отражения от неровной границы и описывается выражением

$$\begin{aligned} \hat{V} &= V \left\{ 1 + \frac{\tilde{R}_m^{(0)}}{\tilde{\alpha}_z^{(0)}} \left[\tilde{\alpha}_x^{(0)2} \frac{\partial^2 Z}{\partial x'^2} + \tilde{\alpha}_y^{(0)2} \frac{\partial^2 Z}{\partial y'^2} + \right. \right. \\ &\left. \left. + \tilde{\alpha}_z^{(0)2} \left(\frac{\partial^2 Z}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 Z}{\partial y'^2} \right) + 2\tilde{\alpha}_x^{(0)} \tilde{\alpha}_y^{(0)} \frac{\partial^2 Z}{\partial x' \partial y'} \right] \right\}_{\mathbf{r}'=\mathbf{D}/2}^{-1/2}. \end{aligned} \quad (20)$$

3. Обсуждение результатов

Анализ формул (19), (20) показывает, что поле дифракции на крупномасштабных возмущениях $Z(\mathbf{r}')$ ионосферной границы представляет собой сферическую волну, промодулированную по амплитуде и фазе. Фазовая модуляция такой волны, в соответствии с (14), определяется только смещениями $Z(\mathbf{D}/2)$ средней точки радиотрассы по

высоте и не зависит ни от наклона, ни от кривизны границы. В то же время амплитудная модуляция определяется как высотными вариациями зеркальной точки (множитель $1/\tilde{R}_m^{(0)}$), так и фокусирующими свойствами неровной поверхности, обусловленными ее кривизной (множитель \hat{V}). Следует также отметить, что при получении формул (19), (20) не накладывалось требования на малость соотношения между размахом вариаций Z и поперечным размером зоны Френеля, характерным для радиотрассы, и не производилось разложение по параметру Z/H . Это, без сомнения, является определенным продвижением в развитии теории дифракции волновых полей на случайных границах с сильными флуктуациями.

Сформулируем теперь ограничения, связанные с приближенным решением уравнения (11). Прежде всего, из простых геометрических построений (см. рис.) видно, что для пренебрежения эффектами затенений достаточно потребовать, чтобы в окрестности зеркальной точки \mathbf{r}_m характерный угол скольжения $\tilde{\Psi}$ падающей на неровную границу волны значительно превосходил случайные наклоны этой границы $|\Gamma| \sim \sigma_z/L$:

$$\tilde{\Psi} \gg |\Gamma|. \quad (21)$$

Как следует из соотношений (15), требование малости параметра $|\Delta \mathbf{r}_m/R_m^{(0)}|$ сводится к тому же условию (21). Что же касается отсутствия на неровной отражающей поверхности дополнительных зеркальных точек, то соответствующее ограничение может быть представлено в виде $|\Delta \mathbf{r}_m| \ll L$. С учетом (15) из него следует неравенство

$$\tilde{\Psi} \gg \frac{D}{2L} |\Gamma|, \quad (22)$$

которое для достаточно протяженных радиотрасс \mathbf{D} и относительно коротких горизонталь-

ных масштабов неровностей L является значительно более строгим, чем условие (21).

Заметим, наконец, что в проведенном нами анализе обсуждались только пространственные закономерности вариаций границы и волнового поля. Что касается временных изменений, то не представляет труда учесть их уже в окончательных результатах расчета, вводя в эти результаты параметрическую зависимость от времени через случайные вариации формы границы, т. е. положив в (19), (20) $Z = Z(\mathbf{D}/2; t)$. Такое представление является очень удобным для дальнейшего исследования законов временных изменений дифракционного поля, в частности, для его спектрального анализа, поскольку в выражении для $U^{(d)}(\mathbf{R}, \mathbf{R}_0; t)$ естественным образом разделяются большие по размаху и быстрые по времени вариации фазы на фоне малых и медленных изменений амплитуды. Это открывает путь для выполнения асимптотических расчетов во временной области, аналогичных проведенных нами выше при исследовании пространственных закономерностей дифракционного поля.

В заключение автор выражает свою искреннюю благодарность Ю. М. Ямпольскому и В. Г. Галушко за полезные советы на стадиях постановки задачи и обсуждения полученных результатов. Работа выполнена при финансовой поддержке УНТЦ (Проект №827).

Литература

1. Hocke, K. Schlegel. *Annales Geophysicae*. 1996, **14**, pp. 917-940.
2. V. S. Beley, V. G. Galushko, and Y. M. Yampolski. *Radio Sci.* 1995, **30**, No. 6, pp. 1739-1752.
3. Ф. Г. Басс, И. М. Фукс. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. Москва, Наука, 1972, 424 с.
4. В. А. Фок. *ЖЭТФ*. 1950, **20**, №11, с. 961-978.
5. М. И. Конторович, Ю. К. Муравьев. *ЖТФ*. 1952, **22**, №3, с. 394-407.
6. И. М. Фукс. *Изв. вузов. Радиофизика*. 1965, **8**, №6, с. 1078-1086.

**HF Radio Wave Diffraction
on Large-Scale Disturbances
of an Effective Ionospheric Boundary**

V. G. Bezrodny

A dynamic solution has been constructed for the problem of Kirchhoff diffraction of the field from a point source on large-scale inhomogeneities of a random reflecting surface with slight

slopes. The solution is valid both in the Fraunhofer and Fresnel diffraction zones with respect to the scale elevations of the surface. The diffracted field can be represented as a spherical wave modulated in phase and amplitude, with the phase modulation controlled solely by characteristic heights of the inhomogeneities, and the amplitude one both by the heights and surface curvature at the nonperturbed point of perfect reflection.