

янтстве механической плотности и на основании данных об угловой скорости только лишь поверхностных частей планеты или звезды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Blackett P. M. S.//Nature. 1947. 159. P. 158.
2. Blackett P. M. S.//Phil. Trans. Roy. Soc. of London. 1947. A245. P. 307.
3. Григорьев В. И., Григорьева Е. В., Ростовский В. С.//Физика Земли. 1990. № 2. С. 3.
4. Григорьев В. И., Григорьев Е. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1986. № 2. С. 3 (Moscow University Phys. Bull. 1986. N 2. P. 1).
5. Григорьев В. И., Григорьева Е. В.//Там же. 1991. № 5. С. 68 (Ibid. 1991. N 5. P. 66).

Поступила в редакцию
01.03.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3.

УДК 621.391.81

СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАССЕЯННОГО ПОЛЯ, ОТРАЖЕННОГО ОТ НЕОДНОРОДНОГО ПОГЛОЩАЮЩЕГО ИОНОСФЕРНОГО СЛОЯ

В. Д. Гусев, Е. Г. Михайлова, Л. И. Приходько

(кафедра физики атмосферы)

Рассмотрены спектральные характеристики рассеянного поля, отраженного от неоднородного поглощающего ионосферного слоя. В приближении однократного рассеяния получены точное и приближенное выражения для углового спектра мощности на выходе из ионосферы, пригодные для вертикального и наклонного зондирования. Анализируется структура спектров мощности рассеянного поля для различных параметров неоднородных ионосферных слоев.

Наиболее распространенными методами исследования неоднородной структуры ионосферы продолжают оставаться радиометоды, при использовании которых по дифракционной картине на поверхности Земли определяются параметры неоднородностей электронной плотности. Однозначное определение свойств рассеивающего слоя по дифракционной картине на Земле является сложной задачей, поэтому часто пользуются приближенными моделями, например моделью шероховатого экрана, заменяющего ионосферный слой с неоднородностями. Однако задача распространения радиоволн в ионосфере имеет некоторые характерные особенности. Необходимо учитывать регулярное изменение средних параметров слоя с высотой. При зондировании ионосферы с Земли происходит отражение электромагнитных волн от уровня, где диэлектрическая постоянная обращается в нуль (при нормальном падении на слой). Решение задачи в этой области вызывает определенные трудности, так как необходимо еще учитывать отражение рассеянных волн. К усложнению задачи приводит учет поглощения в ионосфере, обусловленного превращением энергии колеблющихся в поле волн электронов в тепло при их столкновениях с более тяжелыми частицами. Еще более усложняет задачу учет магнитного поля Земли и расщепление сигнала на две магнитоионные компоненты, которые здесь, однако, рассматривать не будем.

Для описания свойств рассеянного поля используется в основном понятие пространственного энергетического спектра, связанного фурье-преобразованием с пространственной функцией корреляции. Это связано с тем, что для спектральных характеристик поля и интенсивности

рассеянной волны можно получить более простые и пригодные для анализа формулы, чем для функции корреляции.

В работе [1] в борновском приближении найдены статистические характеристики рассеянного поля, отраженного от неоднородного ионосферного слоя с линейным профилем диэлектрической проницаемости, при наклонном падении плоской волны на слой. В настоящей работе рассматриваются статистические характеристики при вертикальном и наклонном зондировании неоднородного ионосферного слоя с поглощением.

Рассмотрим задачу о падении плоской скалярной монохроматической волны единичной амплитуды на плоский полубесконечный слой ($z=0$ — начало слоя), комплексная диэлектрическая проницаемость которого имеет вид $\epsilon = \epsilon_k(z) + \mu(r)$, где $\epsilon_k(z)$ — средняя диэлектрическая проницаемость, зависящая от высоты, а $\mu(r)$ — флуктуационная часть, случайная функция координат, для простоты полагается вещественной, причем флуктуации предполагаются малыми: $\sqrt{\langle \mu^2 \rangle} \ll 1$ и $\bar{\mu} = 0$. При зависимости от времени вида $e^{i\omega t}$ полное поле в среде должно удовлетворять уравнению Гельмгольца

$$\Delta E + k^2 \epsilon E = 0.$$

Представив поле E в виде суммы регулярного E_0 и рассеянного поля ξ , в приближении однократного рассеяния (борновском приближении) для ξ можно получить уравнение

$$\Delta \xi + k^2 \epsilon_k \xi = -k^2 \mu E_0, \quad k = 2\pi/\lambda_0. \quad (1)$$

Уравнение (1) неоднородное, с заданным распределением источников. Для его решения представим рассеянное поле ξ и случайную функцию μE_0 в виде двумерных интегралов Фурье по переменным x и y :

$$\xi_x = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\chi_1 x + \chi_2 y)} \xi dx dy, \quad (2)$$

$$(\mu E_0)_x = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\chi_1 x + \chi_2 y)} \mu E_0 dx dy.$$

Тогда уравнение для фурье-компоненты рассеянного поля принимает вид

$$\frac{d^2 \xi_x}{dz^2} + (k^2 \epsilon_k(z) - \chi_1^2) \xi_x = -k^2 (\mu E_0)_x, \quad (3)$$

где $\chi_1^2 = \chi_1^2 + \chi_2^2$.

Рассмотрим неоднородный ионосферный слой, диэлектрическая проницаемость и проводимость которого изменяются по линейному закону:

$$\epsilon_k = \epsilon - i \frac{4\pi\sigma}{\omega} = \left(1 - \frac{z}{z_1}\right) - i\beta \frac{z}{z_1}, \quad (4)$$

где $\beta = v_{eff}/\omega$, а z_1 — размер регулярного градиента. Тогда решение для невозмущенного поля E_0 выражается через функцию Эйри $A_i(\zeta)$ комплексного аргумента ζ [2]:

$$E_0 = A \cdot A_i(\zeta) \cdot \exp(-ikx \sin \theta),$$

$$\zeta = \left(\frac{kz_1}{b}\right)^{2/3} \left(\frac{z}{z_1} - \cos^2 \theta + i\beta \frac{z}{z_1}\right),$$

$b=1+i\beta$, θ — угол падения волны на слой. Замена переменной

$$\zeta_1 = \left(\frac{kz_1}{b}\right)^{2/3} \left(\frac{z}{z_1} - 1 + \frac{\chi_{\perp}^2}{k^2} + i\beta\right)$$

переводит уравнение (3) в

$$\frac{d^2 \xi_x}{d\zeta_1^2} - \zeta_1 \xi_x = -k^2 (\mu E_0)_x, \quad (5)$$

общее решение которого имеет вид

$$\xi_x = A_1 A_i(\zeta_1) + B_1 B_i(\zeta_1) + A_i(\zeta_1) \frac{k^2}{\pi} \int_{\zeta_{10}}^{\zeta_1} B_i(\zeta_1) (\mu E_0)_x d\zeta_1 -$$

$$- B_i(\zeta_1) \cdot \frac{k^2}{\pi} \int_{\zeta_{10}}^{\zeta_1} A_i(\zeta_1) (\mu E_0)_x d\zeta_1. \quad (6)$$

Решение (6) выражается через функции Эйри $A_i(\zeta_1)$, $B_i(\zeta_1)$ от комплексного аргумента ζ_1 , которые однозначно определены для всех комплексных значений ζ_1 . Поскольку нас интересует решение, отвечающее случаю, когда волна падает на ионосферу в направлении положительных значений оси z и при $z \rightarrow \infty$ волновое поле должно затухать ($\xi_x \rightarrow 0$), то для константы B_1 найдем

$$B_1 = \frac{k^2}{\pi} \int_{\zeta_{10}}^{\infty} A_i(\zeta_1) (\mu E_0)_x d\zeta_1, \quad (7)$$

где $\zeta_{10} = \zeta_1(z=0)$. Константу A_1 и коэффициент отражения рассеянной волны ξ_x найдем из граничных условий непрерывности поля и его нормальной производной на границе $z=0$. Соответствующие уравнения имеют вид

$$R_1 = A_1 A_i(\zeta_{10}) + B_1 B_i(\zeta_{10}),$$

$$i \cdot \sqrt{k^2 - \chi_{\perp}^2} R_1 = [A_1 A_i'(\zeta_{10}) + B_1 B_i'(\zeta_{10})] \cdot \frac{d\zeta_1}{dz}, \quad (8)$$

где A_i' и B_i' — производные функций Эйри по аргументу.

Из (8) и (7) найдем

$$R_1 = \xi_x(z=0) = \frac{k^2}{\pi} [B_i(\zeta_{10}) - B(\chi_{\perp}) A_i(\zeta_{10})] \int_{\zeta_{10}}^{\infty} A_i(\zeta_1) (\mu E_0)_x d\zeta_1. \quad (9)$$

Здесь постоянная $B(\chi_{\perp})$, зависящая от поперечного волнового числа, имеет вид

$$B(\chi_{\perp}) = \frac{B_i(\zeta_{10}) + i(kz_1/b)^{-1/3} B_i'(\zeta_{10}) (1 - \chi_{\perp}^2/k^2)^{-1/2}}{A_i(\zeta_{10}) + i(kz_1/b)^{-1/3} A_i'(\zeta_{10}) (1 - \chi_{\perp}^2/k^2)^{-1/2}}$$

Для упрощения дальнейших выкладок будем считать, что флуктуационная часть $\mu(\mathbf{r})$ является вещественной, а статистические свойства ионосферного слоя однородны по пространству, т. е. функция корреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости зависит только от разности координат. Будем интересоваться спектральными характеристиками отраженного рассеянного поля и найдем угловой энергетический спектр рассеянного поля $F(\chi_1, \chi_2)$, который можно определить по формуле

$$\langle \xi_z \cdot \xi_{z'}^* \rangle = F(\chi_1, \chi_2) \cdot \delta(\chi_1 - \chi'_1) \cdot \delta(\chi_2 - \chi'_2). \quad (10)$$

Рассмотрим вначале рассеяние волн на двумерных неоднородностях, функция корреляции которых имеет вид гауссоиды:

$$\rho_{\mu} = \bar{\mu}^2 \cdot \exp \left[-\frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{L^2} \right], \quad (11)$$

где $\bar{\mu}^2$ — дисперсия флуктуаций диэлектрической проницаемости (полагаем ее не зависящей от высоты), L — масштаб неоднородностей по осям x и y . Опуская громоздкие выкладки, связанные с интегрированием в (10) по переменным x, y, z , для среднего углового спектра мощности рассеянного поля получим окончательно

$$\begin{aligned} F(\chi_1, \chi_2) &= 4k^4 \pi L^2 \bar{\mu}^2 (AA^*) \frac{(kz_1)^{-4/3} / (bb^*)^{-2/3}}{(\chi_{\perp}^2 / k^2 - \sin^2 \theta)^2} \times \\ &\times \exp \left[-\frac{[(\chi_1 - k \sin \theta)^2 + \chi_2^2] L^2}{4} \right] \times \\ &\times [B_i(\zeta_{10}) - B(\chi) A_i(\zeta_{10})] [B_i^*(\zeta_{10}) - B^*(\chi) A_i^*(\zeta_{10})] \times \\ &\times [A_i(\zeta_{10}) A_i'(\zeta_0) - A_i(\zeta_0) A_i'(\zeta_{10})] [A_i^*(\zeta_{10}) A_i'^*(\zeta_0) - A_i^*(\zeta_0) A_i'^*(\zeta_{10})]. \quad (12) \end{aligned}$$

Последнее выражение для углового спектра мощности является точным, но мало пригодным для анализа. Его можно упростить, если воспользоваться асимптотическими представлениями функций Эйри и их производных [3] на границе слоя. Это можно сделать, если учесть, что угол рассеяния достаточно мал (неоднородности не слишком мелкие). Тогда для спектра $F(\chi_1, \chi_2)$ можно получить

$$\begin{aligned} F(\chi_1, \chi_2) &= \frac{k^4 L^2}{\pi^2} \bar{\mu}^2 \frac{\cos \theta}{\sqrt{1 - \chi_{\perp}^2 / k^2}} \frac{\text{ch } \Delta - \cos \Delta_1}{(kz_1)^{-4/3} (\chi_{\perp}^2 / k^2 - \sin^2 \theta)^2} \times \\ &\times \exp \left[-\frac{[(\chi_1 - k \sin \theta)^2 + \chi_2^2] L^2}{4} - \frac{4}{3} \frac{kz_1}{1 + \beta^2} \cdot \beta \left(1 - \frac{\chi_{\perp}^2}{k^2} \right)^{3/2} \right], \quad (13) \\ \Delta &= \frac{4}{3} \frac{kz_1}{1 + \beta^2} \cdot \beta \left[\left(1 - \frac{\chi_{\perp}^2}{k^2} \right)^{3/2} - \cos^3 \theta \right], \quad \Delta_1 = \frac{\Delta}{\beta}. \end{aligned}$$

Следует отметить, что (13) справедливо как для наклонного, так и для нормального падения. Видно, что поглощение в неоднородном слое может существенно влиять на величину и форму углового спектра мощности рассеянного поля. Выражение (13) показывает, что в приближении однократного рассеяния пространственный (угловой) спектр на выходе из неоднородного слоя представляет собой произведение экспоненты и дифракционного множителя, который обусловлен интерференцией регулярной компоненты поля и рассеянной волны. При

нормальном падении волны и при условии, что размер неоднородностей L меньше радиуса первой зоны Френеля, угловая ширина спектра в плоскости падения определяется величиной $\sim \sqrt{\pi/kz_1}$, а для крупных неоднородностей ($L^2 \gg \sqrt{\lambda z_1}$) — шириной экспоненты и составляет $\sim \frac{2}{kl} \left(1 + \frac{4}{\pi} D\beta\right)^{1/2}$, где $D = \sqrt{\frac{\lambda z_1}{L^2}}$ — волновой параметр, т. е. поглощение в неоднородном слое приводит к уширению пространственного спектра.

На рис. 1 представлены спектры $F(\chi_1 = k \sin \theta_1, 0)$, нормированные на спектральную компоненту в направлении невозмущенного поля $F(0, 0)$ при отсутствии поглощения, для двух значений параметра β : $5 \cdot 10^{-5}$ (сплошная линия) и 10^{-4} (штриховая). Были выбраны следующие значения: $z_1 = 100$ км, $L = 900$ м, $\lambda = 100$ м.

Как видно из (13), в поглощающей среде различные пространственные гармоники затухают по-разному, а при наличии асимметрии, связанной с наклонным падением, это приводит к существенному изменению спектра. Так, для крупных неоднородностей, когда ширина спектра определяется шириной экспоненциального множителя, в плоскости падения происходит смещение спектра порядка $(4/\pi) D\beta \sin \theta$.

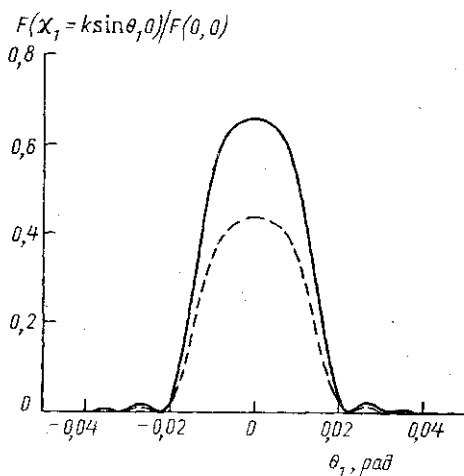


Рис. 1

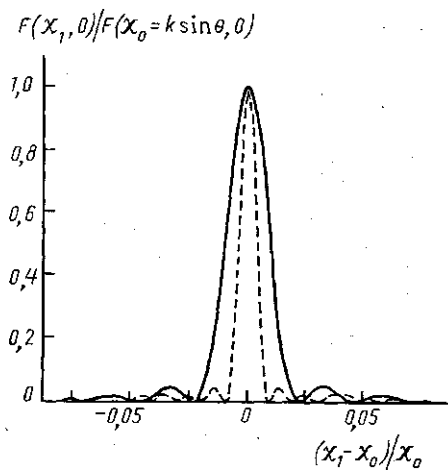


Рис. 2

На рис. 2 представлены кривые нормированного пространственного спектра при наклонном падении волны на слой ($\theta = 45^\circ$) для двух значений параметра z_1 : 50 (сплошная линия) и 120 км (штриховая); при этом $L = 2,5$ км, $\beta = 5 \cdot 10^{-4}$, $\lambda = 100$ м. Выбранные значения параметров слоя соответствуют случаю, когда ширина спектра определяется шириной дифракционного множителя, а поглощение β лишь уменьшает величину максимума.

Отмеченные особенности поведения пространственного спектра рассеянного поля при отражении радиоволн от неоднородных поглощающих слоев необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных результатов по вертикальному и наклонному зондированию ионосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев В. Д., Приходько Л. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1970. № 2. С. 180.
2. Гусев В. Д., Михайлова Е. Г., Приходько Л. И.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1996. № 2. С. 35 (Moscow University Phys. Bull. 1996. N 2).
3. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М., 1979.

Поступила в редакцию
03.07.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1996. № 3

УДК 551.466

К ВОПРОСУ О НАПРАВЛЕННОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ДИСПЕРГИРУЮЩИХ ВОЛН ЦУНАМИ АСИММЕТРИЧНЫМИ ОЧАГАМИ

М. А. Носов, Н. К. Шелковников

(кафедра физики моря и вод суши)

В рамках линейной потенциальной теории волн на основе численного расчета интегралов анализируется направленность излучения цунами, возбуждаемых вертикальной подвижкой дна в очаге прямоугольной формы. Установлено влияние продолжительности поршневой подвижки дна на направленность излучения волн. Показано, что направленность излучения энергии с удалением от источника сохраняется, в то время как распределение амплитуды волны по азимутальному углу стремится к изотропному.

Эффект направленного излучения волны цунами из области очага может вызываться различными причинами [1, 2], к которым в первую очередь следует отнести геометрическую форму области деформации дна, передачу водным массам горизонтального импульса, волноводные свойства рельефа дна.

Направленность излучения волны цунами, связанная с асимметричностью области деформации дна океана, исследовалась теоретически [3, 4] и экспериментально [5]. Считается [1], что эффект направленности, связанный с геометрическими особенностями источника, действует лишь до определенных предельных расстояний.

В работе [6] на основе численного расчета интегралов анализируются пространственная структура, амплитудные и энергетические характеристики диспергирующей волны цунами в случае деформации дна конечной продолжительности, происходящей в эллиптической области. Приведена пространственная структура волны, из которой видно, что головная волна имеет «серповидную» форму, и в направлении, перпендикулярном большей оси эллиптической области, распространяются волны наибольшей амплитуды.

Ярко выраженная направленность Чилийского цунами 22.05.1960 г., когда амплитуда волны, распространявшейся перпендикулярно южноамериканскому побережью, в несколько раз превосходила амплитуды волн по другим направлениям, вызвала к жизни серию работ [7—10], в которых оценивается роль горизонтальной подвижки дна в формировании направленной волны цунами. Воздействие горизонтальной подвижки на океан в этих работах моделируется путем приложения эффективной массовой силы в районе очага, затем исследуются свойства волн на большом удалении от района генерации. В частности, установлено, что волна, вызванная вертикально направленной массовой си-