

СЕКЦИЯ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ДИФРАКЦИЯ РАДИОВОЛН

Руководитель – д.ф.-м.н., профессор ЛУКИН Д.С.

ФЛУКТУАЦИИ ФАЗЫ ВОЛНЫ, ОТРАЖЕННОЙ ОТ ПЛОСКО-СЛОИСТОЙ СРЕДЫ, НА ВЫХОДЕ ИЗ СЛОЯ И В ОБЛАСТИ ОТРАЖЕНИЯ

Вологдин А.Г., Приходько Л.И.

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Для решения как прямых, так и обратных задач статистической теории волн в случайно-неоднородных средах необходимы различные характеристики случайной волны (флуктуации фазы и амплитуды, углов прихода и др.). Здесь большое практическое значение имеет метод геометрической оптики, то есть лучевая трактовка распространения и отражения радиоволн от неоднородных слоев при наклонном зондировании. Строго говоря, применение этого метода в области каустики незаконно, поскольку известно, что амплитуда волны, вычисленная в приближении геометрической оптики, имеет особенность. Однако, если интересоваться лишь изменением фазы волны, то метод геометрической оптики можно использовать всюду, включая область отражения [1]

В [2] предложен новый нетрадиционный подход к пространственной эргодичности, когда возможна эквивалентная замена усреднения по объему усреднением вдоль прямой линии. В этой работе показано, что при определении стохастических характеристик волн при зондировании случайно-неоднородной рефрактирующей среды (например, ионосферы) величину интервала пространственного наблюдения можно оценить исходя из степени выполнения условия эргодичности. Доказано, что при усреднении вдоль горизонтальной прямой линии эффективность (поведение дисперсии) пространственных оценок стохастических характеристик существенно зависит от ориентации линии усреднения относительно плоскости падения. Наилучшие условия наблюдения, то есть максимальная эффективность, достигаются для горизонтальной линии, которая перпендикулярна плоскости падения волны. При этом отсутствует зависимость от угла падения. В случае произвольной ориентации горизонтальной линии усреднения эффективность оценок ухудшается, достигая минимума для линии, лежащей в плоскости падения. В этой ситуации присутствует зависимость от угла падения: с увеличением угла эффективность оценок падает.

Описанное поведение эффективности пространственных оценок стохастических характеристик волн при зондировании случайно-неоднородной рефрактирующей среды можно объяснить пространственными корреляционными свойствами волновых полей. В работе авторов [3] найдена пространственная автокорреляционная функция фазы волны на выходе из случайно-неоднородной плоскостной среды при наклонном зондировании. В то же время большой интерес представляет поведение последней в самой среде и, в особенности, вблизи области отражения волны. Поэтому в настоящей работе ставится задача исследования корреляционных свойств фазы волны вблизи каустики, которая касается лучей в точках их поворота.

Рассмотрим падение плоской волны на случайно-неоднородную плоскостную среду в приближении геометрической оптики. Введем прямоугольную систему координат с осью z , направленной перпендикулярно слоям. Начало координат расположим на границе раздела плоскостной среды со свободным пространством. Диэлектрическую проницаемость среды при $z > 0$ представим в виде суммы среднего значения и флуктуационной составляющей $\varepsilon(\vec{r}) = \langle \varepsilon(\vec{r}) \rangle + \varepsilon_1(\vec{r})$. Будем считать, что $\langle \varepsilon(\vec{r}) \rangle = \varepsilon_0(\vec{r}) = \varepsilon_0(z)$, при этом малым параметром является стандарт флуктуаций диэлектрической проницаемости $\sigma_\varepsilon \ll 1$. В свободном пространстве, то есть при $z < 0$, считаем, что $\varepsilon(\vec{r}) \equiv 1$, $\varepsilon_1(\vec{r}) \equiv 0$. Случайное поле ε_1 считаем статистически однородным, а зависимость ε_1 от времени в случайно-неоднородной среде (ионосфере), которая определяется собственной изменчивостью неоднородностей во времени, связанной с диффузионными процессами и турбулентностью, опустим.

Анализируя в рамках геометрической оптики наклонное падение волны на плоскостойкую среду, фазу волны в первом приближении теории возмущений представим в виде суммы [4]:

$$\varphi \approx \varphi_0 + \varphi_1 = k \int_S ds \sqrt{\varepsilon_0} + \frac{k}{2} \int_S ds \varepsilon_1 / \sqrt{\varepsilon_0} \quad (1)$$

Здесь регулярная φ_0 и флуктуационная компоненты φ_1 фазы волны выражаются криволинейными интегралами вдоль невозмущенной траектории $\vec{r} = \vec{r}_0(s)$, то есть под знак интегралов (1) входят функции $\varepsilon_0[\vec{r}_0(s)]$ и $\varepsilon_1[\vec{r}_0(s)]$, ds – элемент длины луча, k – волновое число.

Рассмотрим наклонное падение (под углом θ_0 к оси z) плоской волны на неоднородный ионосферный слой, средняя диэлектрическая проницаемость которого изменяется по линейному закону $\varepsilon_0(z) = 1 - z/l$, где l – размер регулярного градиента. Уравнение траектории луча в такой среде имеет вид параболы [2] $z(x) = [\Delta^2 - (x - x_a - \Delta)^2] / (4l \sin^2 \theta_0)$ с вершиной $z_m = l \cos^2 \theta_0$ в точке $x_0 = l \sin 2\theta_0$ (координаты поворота луча), $2\Delta = 2l \sin 2\theta_0 = x_b - x_a$ – расстояние (смещение) между точками входа луча в неоднородную среду x_a и выходом из нее x_b . Флуктуационная компонента фазы (1) волны вблизи каустики при $x = x_0$, $z = z_m$ имеет вид:

$$\varphi_1 = \varphi_1(x_0, y, z_m) = k(2 \sin \theta_0)^{-1} \int_0^{\Delta} \varepsilon_1(x + x_a, y, z_m \Delta^{-2} (\Delta^2 - (\Delta - x)^2)) dx, \quad (2)$$

Если найти автокорреляционную функцию флуктуационной компоненты фазы $\varphi_1 = \varphi_1(x_0, y, z_m)$ волны, исходя из (2), то, обозначая $x_{a2} - x_{a1} = \rho$, $y_2 - y_1 = \eta$, после преобразований получим

$$B_{\varphi_1}(\rho, \eta, z = z_m) = k^2 \sigma_\varepsilon^2 a l \exp\{-(\eta/a)^2\} \exp\{-(\rho/a)^2\} \int_0^{2z_m/a} du \exp\{-u^2 t g^2 \theta_0\} \times \\ \times ch(2u \rho a^{-1} t g \theta_0) \int_{au/4z_mu}^{1-au/4z_m} dv \exp[-u^2(v-1)^2].$$

Здесь используется пространственный коэффициент автокорреляции диэлектрической проницаемости $\mathcal{E}_1$ в виде гауссоиды с масштабом a , σ_ε^2 – дисперсия флуктуаций $\mathcal{E}_1$. Поступая аналогично, на выходе из слоя получаем автокорреляционную функцию фазы в виде

$$B_{\varphi_1}(\rho, \eta, z = 0) = k^2 \sigma_\varepsilon^2 a l \sqrt{\pi} \exp\{-(\rho^2 + \eta^2)/a^2\} \times \\ \times \int_0^{4l \cos^2 \theta_0/a} du \exp\{-u^2 t g^2 \theta_0\} ch(2u \rho a^{-1} t g \theta_0) u^{-1} \Phi(u - a(4l \cos^2 \theta_0)^{-1} u^2).$$

Выберем параметры неоднородного ионосферного отражающего слоя, характерные при коротковолновом радиозондировании. Так, размер регулярного градиента (толщина слоя при нормальном падении) $l=100$ км, средний масштаб случайных неоднородностей $a=5$ км. Коэффициенты корреляции фазы (или эйконала) плоской волны внутри неоднородного слоя в области отражения и на выходе из ионосферы для разных углов падения волны θ_0 представлены на рисунке. Точки наблюдения разнесены по оси x (в плоскости падения при $z = z_m$, кривые б)) на расстояние ρ . Тонкой сплошной кривой приведена гауссоида, изображающая коэффициент корреляции изотропных случайных неоднородностей диэлектрической проницаемости слоя с масштабом a . Если радиус корреляции фазы волны определять по уровню $R(\rho_k/a) = e^{-1}$, то для угла падения $\theta_0 = 30^\circ$ этот уровень достигается при $\rho_k = 1,86a$, для $\theta_0 = 45^\circ$ при $\rho_k = 2,53a$, для $\theta_0 = 60^\circ$ – при $\rho_k = 3,56a$. Зависимости коэффициентов корреляции флуктуаций фазы на выходе из ионосферы (в плоскости падения при $z=0$) для тех же самых углов падения θ_0 представлены кривыми а).

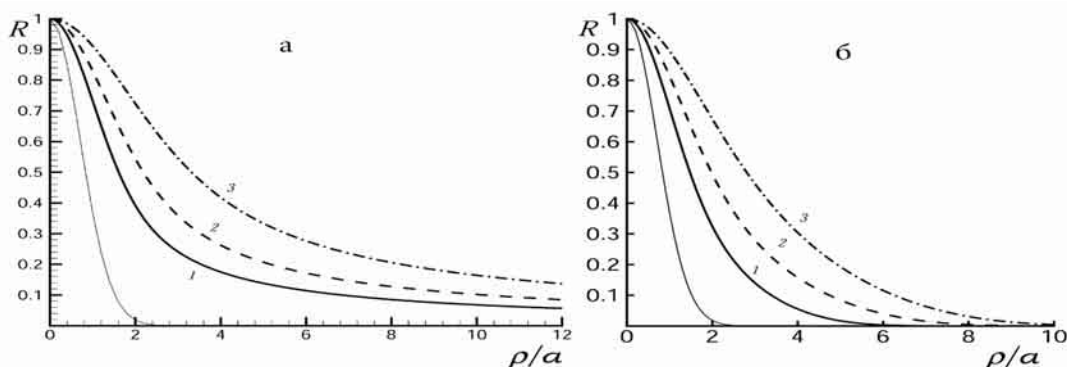


Рис 1а,б. Коэффициенты пространственной корреляции флуктуаций фазы волны на выходе из слоя (а) и в области отражения (б). Кривые 1-3 соответствуют $\theta_0 = 30^\circ, 45^\circ$ и 60° .

Таким образом, при разнесении точек наблюдения по оси x радиус корреляции фазы плоской волны существенно больше радиуса корреляции неоднородностей a , при этом увеличение радиуса корреляции ρ_k тем больше, чем больше угол падения θ_0 . Качественное объяснение подобного поведения радиуса корреляции фазы плоской волны на выходе из неоднородного слоя приводится в монографии [4]. При этом отмечается, что увеличение радиуса корреляции в случае, когда лучи лежат в одной плоскости, связано с тем, что текущее расстояние между лучами в слое всюду меньше ρ и даже обращается в нуль в точке пересечения лучей. Сравнение корреляционных зависимостей флуктуаций фазы плоской волны в области отражения с соответствующими кривыми на выходе из неоднородного слоя [3] показывает, что в области отражения коэффициент корреляции спадает более круто, чем на выходе из слоя, а радиус корреляции флуктуаций фазы в области отражения меньше, чем на выходе из слоя. Таким образом, корреляция флуктуаций фазы вблизи каустики простирается на меньшие расстояния, чем на выходе из слоя. Этот результат можно объяснить влиянием “хвостов” кривых коэффициентов корреляции для точек наблюдения, находящихся на выходе из слоя, для которых путь волны (длина луча) в два раза больше.

Если точки наблюдения разнесены на расстояние η по оси y (перпендикулярно плоскости падения), то коэффициент корреляции фазы в этом направлении определяется коэффициентом корреляции флуктуаций диэлектрической проницаемости, и радиус корреляции равен a . В этом случае оба луча параллельны друг другу, и текущее расстояние между ними всюду в слое равно расстоянию η . Полученное различие радиусов корреляции флуктуаций фазы волны по осям x и y свидетельствует о том, что при рассеянии на изотропных неоднородностях диэлектрической проницаемости регулярная рефракция приводит к анизотропии флуктуаций фазы волны в области отражения (как и на выходе из отражающего слоя). При этом степень анизотропии зависит от угла падения волны на слой, с увеличением угла степень анизотропии растёт.

Авторы выражают благодарность профессору Черкашину Ю.Н. за обсуждение работы.

Литература

1. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука. 1967.
2. Вологдин А.Г., Гусев В.Д. Радиотехника и электроника. 2002. Т.47. №9. С. 1072.
3. Вологдин А.Г., Приходько Л.И. Радиотехника и электроника. 2004. Т.49. №10. С. 1218.
4. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Часть II. Случайные поля. М.: Наука. 1978.

PHASE FLUCTUATIONS OF WAVE, REFLECTED OFF THE PLANE-LAYER MEDIUM, ON OUTLET FROM LAYER AND NEAR REFLECTING SURFACE

Vologdin A., Prichodko L.

By geometrical optics method it is looked upon the correlation properties of the plane wave phase fluctuations in random medium with regular gradient of the dielectric constant. For incline propagation it is found the analytical expressions and it is done numerical analysis of correlation functions of the plane wave phase fluctuations on outlet from the ionosphere and near reflecting surface. It is shown also, that scattering on ionospheric isotropic irregularities provides for anisotropic wave phase correlation function. This effect is due to regular gradient of the dielectric constant of the ionosphere.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА РЯДОВ ВОЛЬТЕРРА ДЛЯ АНАЛИЗА РАССЕИВАТЕЛЯ С НЕЛИНЕЙНОЙ РЕАКТИВНОЙ НАГРУЗКОЙ

Умнов А.Л., Филимонов В.А.

Нижегородский госуниверситет

В последнее время повышенный интерес вызывает задача разработки технологий радиосвязи, предназначенных для создания беспроводных компьютерных и так называемых сенсорных сетей. Определённые требования, накладываемые на систему передачи информации, основным из которых является продолжительное время автономной работы, выдвигают на передний план задачу об уменьшении энергопотребления радиопередающего устройства, являющегося основным потребителем энергетических ресурсов. Привлекательной альтернативой использованию активных передающих устройств для поддержания радиосвязи на небольших расстояниях является применение в качестве источников радиосигналов пассивных рассеивателей, переизлучающих электромагнитные поля, создаваемые внешними источниками (базовыми станциями). При этом передаваемая информация может записываться в переизлученное поле путем модуляции параметров нагрузок, включенных в рассеиватель. В сравнении с активными устройствами, системы, использующие для радиосвязи пассивные рассеиватели, потребляют существенно меньше энергии от источника питания, конструктивно проще, надежнее и дешевле. При этом пассивные радиопередающие устройства могут обеспечивать очень высокий уровень стабильности частоты и фазы несущей, определяемый стабильностью излучения базовой станции [1].

В пассивных радиопередающих устройствах используются как линейные, так и нелинейные рассеиватели [1,2]. При использовании линейных рассеивателей частота несущей переизлученного сигнала совпадает с частотой подсвечивающего (первичного) поля, в то время как нелинейные рассеиватели переизлучают сигнал как на основной частоте, так и на ее гармониках, а при многочастотном спектре возбуждающего их поля и на комбинационных частотах. Данная особенность нелинейных рассеивателей позволяет решить проблему выделения сигнала на фоне сильного поля подсветки с помощью простого аналогового полосового фильтра [1].

В данной работе рассматриваются эффекты, возникающие при нелинейном рассеивании волн, строится математическая модель нелинейного рассеивателя на основе интегрального уравнения Поклингтона и рядов Вольтерра. С помощью полученной модели проводится численное исследование модуляционных и манипуляционных характеристик рассеивателя.

Для анализа выбирается тонкий идеально проводящий вибратор длины L и радиуса a с распределённой нелинейной нагрузкой длины d (рис. 1), возбуждаемый падающей плоской монохроматической волной частоты ω . В приближении тонкой антенны можно пренебречь торцевыми токами и принять наличие у электрического тока, текущего по боковой поверхности антенны, только аксиальной составляющей $I(z)$, которая, в рамках приближения, равномерно распределена по угловой координате. Сумма тангенциальной по отношению к поверхности антенны составляющей электрического поля, создаваемого данным током ($E_z^s(z) \equiv E[I(z)]$), с тангенциальной компонентой поля волны, возбуждающей рассеиватель ($E_z^i(z)$), должна обращаться в ноль на поверхности плеч антенны и должна быть связана некоторой функциональной зависимостью (определяемой ниже) с током в области, занятой нагрузкой:

$$E_z^i(z) + E_z^s(z) = \begin{cases} 0 & d/2 < |z| < L/2 \\ f[I(z)] & |z| < d/2 \end{cases}. \quad (1)$$

Выражение для интегрального оператора $E[I(z)]$ для гармонического тока на частоте ω :

$$E[I(z)] = -\frac{1}{4\pi\omega\epsilon_0} \int_{-L/2}^{L/2} I(z') \frac{e^{-ikr}}{r^5} [(1+ikr)(2r^2 - 3a^2) + k^2 a^2 r^2] dz', \quad \text{где } r = \sqrt{(z-z')^2 + a^2} \quad (2)$$

позволяет записать интегральное уравнение, аналогичное уравнению Поклингтона [3].

В качестве нагрузки выбирается полупроводниковый диод с эквивалентной схемой, состоящей из параллельно включённых нелинейной ёмкости и активного сопротивления [4]. Следует подчеркнуть, что, вообще говоря, нелинейным ёмкостным током пренебрегать нельзя, и на частотах порядка сотен мегагерц безынерционная модель диода, рассматриваемая во многих статьях (например, [5]), становится чрезвычай-

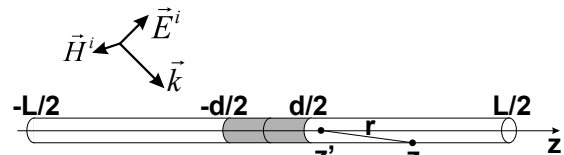


Рис. 1

но грубой. Раскладывая выражения для токов, протекающих через активную и реактивную части нелинейности, в ряд Тейлора вблизи рабочей точки с напряжением u_0 и обозначая коэффициенты, получаем выражение, связывающее ток I через нелинейный элемент с напряжением u на нём:

$$i = (a_1 + b_1 D)v + (a_2 + b_2 D)v^2 + (a_3 + b_3 D)v^3, \quad D \equiv \frac{\partial}{\partial t}, \quad (3)$$

где $i = I - I_0$; $v = u - u_0$; $I_0, a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3$ – коэффициенты разложения токов (параметры, описывающие поведение вольт-амперной и вольт-фарадной характеристик в окрестности рабочей точки).

Используя математический аппарат рядов Вольтерра [6], можно представить $v(t)$ в виде разложения по степеням $i(t)$, являющегося для нелинейной схемы эквивалентным входным сигналом:

$$v(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} du_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} du_n h_n(u_1, \dots, u_n) \prod_{p=1}^n i(t - u_p), \quad (4)$$

где $h_n(u_1, \dots, u_n)$ – ядра Вольтерра, не зависящие от внешнего воздействия и полностью описывающие данную нелинейную систему (в частности, $h_1(u_1)$ представляет собой импульсную характеристику цепи в линейном приближении). Следует отметить, что ядра являются симметричными функциями аргументов u_i . При рассмотрении задачи не будем учитывать переходные процессы, что оправдано, если характерная частота изменения параметров нелинейности (смещения рабочей точки) намного меньше частоты падающего поля. Для нахождения установившихся решений воспользуемся преобразованием Фурье и будем рассматривать задачу о нахождении напряжения на нелинейном элементе в частотной области:

$$v(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n!} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_1 \dots \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_n H_n(\omega_1, \dots, \omega_n) \prod_{p=1}^n \tilde{f}(\omega_p) e^{j\omega_p t}, \quad (5)$$

где $\tilde{f}(\omega)$ – Фурье спектр тока $i(t)$, а $H_n(\omega_1, \dots, \omega_n)$ – передаточная функция Вольтерра (Фурье-образ ядра Вольтерра). Отыскание передаточных функций Вольтерра производится методом «гармонического входного сигнала» [6].

Рассматривая монохроматическое возбуждающее поле на частоте ω , учтём, что ток, протекающий через нелинейный элемент, представляет собой бесконечную сумму гармонических составляющих с кратными частотами:

$$i(t) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{f}_n e^{jn\omega t}. \quad (6)$$

В этом случае спектр тока дискретен, и выражение (5) записывается в следующем виде:

$$v(t) = \frac{1}{1!2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{f}_n H_1(n\omega) e^{jn\omega t} + \frac{1}{2!2^2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{f}_n \tilde{f}_m H_2(n\omega, m\omega) e^{j(n+m)\omega t} + \dots \quad (7)$$

После оценок порядков величин $H_p(n_1\omega, \dots, n_p\omega)$ при значениях параметров $I_0, a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3$, типичных для реальных диодов и амплитудах возбуждающего поля, не превышающих экологических норм ($E_z^i < 2 B/M$), отбрасываются малые члены, и выражения для комплексных амплитуд напряжения на нагрузке записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{v}_1 &= \frac{1}{2} \tilde{f}_1 H_1(\omega) \\ \tilde{v}_2 &= \frac{1}{2} \tilde{f}_2 H_1(2\omega) + \frac{1}{8} \tilde{f}_1^2 H_2(\omega, \omega) \\ \tilde{v}_3 &= \frac{1}{2} \tilde{f}_3 H_1(3\omega) + \frac{1}{4} \tilde{f}_2 \tilde{f}_1 H_2(2\omega, \omega) + \frac{1}{48} \tilde{f}_1^3 H_3(\omega, \omega, \omega) \end{aligned} \quad (8)$$

Полученные выражения показывают, что ток через нагрузку на частоте основной гармоники определяется только напряжением основной частоты и может быть найден в линейном приближении. Выражение для амплитуды напряжения второй гармоники приводит к следующему граничному условию в области нагрузки:

$$E_{2,z}^s(z) = \frac{1}{2} \tilde{f}_2(z) H_1(2\omega) + \frac{1}{8} \tilde{f}_1^2(z) H_2(\omega, \omega), \quad (9)$$

которое может трактоваться как условие для антенны с включенными в разрыв параллельно соединенными комплексным сопротивлением и эквивалентным генератором тока (амплитуда которого определяется током основной частоты через нелинейный элемент). С учётом (2) выражение (9) даёт интегральное уравнение, линейное относительно $\tilde{f}_2(z)$. Таким образом, после нахождения тока основной частоты задача о нахожде-

нии тока второй гармоники тоже решается в линейном приближении. Аналогично записывается уравнение для тока третьей гармоники.

Интегральное уравнение решается методом «сшивания по точкам» [3], в рамках которого неизвестный ток представляется в виде разложения по некоторому пространственному базису (в данном случае, гармоническому), и интегральное уравнение сводится к эквивалентной системе алгебраических уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения. Для оценки качества решения подсчитывалась невязка для граничного условия и обусловленность матрицы линейных уравнений. Кроме того, проводилось сравнение результатов расчёта в линейном приближении с опубликованными теоретическими и экспериментальными распределениями токов (например, [7]). Малая относительная невязка (меньше 4%) и хорошее согласие тестовых счётов показали пригодность модели для исследования эффектов нелинейного рассеяния электромагнитных волн.

При смещении рабочей точки нелинейного элемента происходит изменение распределения амплитуд и фаз всех гармоник тока, протекающих по рассеивателю. Это приводит к изменению амплитуды порождённой гармоники, диаграммы направленности и сопротивления излучения. В результате в точке приёма в дальней зоне поле будет иметь сложную амплитудно-фазовую модуляцию. Результаты численного моделирования показывают, что при околорезонансных длинах нагруженной на диод с типичными характеристиками антенны ($L \sim 0.73\lambda$) и умеренных амплитудах напряжения смещения ($-5B < u_0 < 0B$) фазовая характеристика модулированного поля (как на основной частоте, так и на высших гармониках) имеет практически линейный характер, в то время как амплитудные характеристики нелинейны. На рис.2 представлены амплитудные ($|E_z|$) и фазовые ($\arg(E_z)$) характеристики поля в некоторой точке дальней зоны для подсевающего поля с частотой, равной 500 МГц, и амплитудой 0.2 В/м. Аналогичные зависимости имеют место при других частотах падающего поля. Из графиков видно, что фаза поля на второй гармонике более чувствительна к смещению рабочей точки, чем фаза поля основной частоты. Это позволяет реализовать устройство аналоговой передачи информации на основе нелинейного рассеивателя. При этом информация будет закладываться в фазу переизлучаемого поля второй гармоники путем изменения напряжения рабочей точки по закону передаваемого сообщения. Приёмником такого сигнала может служить обычный квадратурный детектор. Описанный эффект имеет место также и для третьей и высших гармоник, однако малая их амплитуда будет затrudнять приём сигнала.

Интересным представляется также исследование манипуляционных характеристик, лежащих в основе цифровой передачи информации. Важным параметром таких систем является сигнальное расстояние, определяющее помехоустойчивость, которая тем выше, чем больше указанное расстояние. В данном случае в качестве сигнального пространства выбирается комплексная плоскость вектора напряжённости электрического поля второй гармоники. На основании годографа вектора E строится сигнальное созвездие по принципу максимизации сигнального расстояния. Например для четырехточечного созвездия, представленного на рис.3, расстояние между соседними точками созвездия приведены в таблице. Видно, что для данного примера сигнальное расстояние сравнимо с амплитудой сигнала в точке приёма. При этом отношение минимального межто-

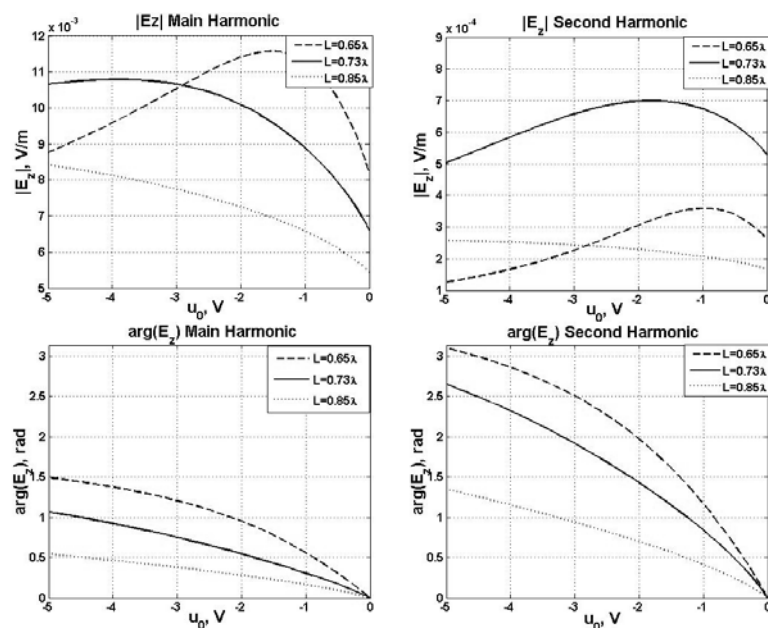


Рис. 2

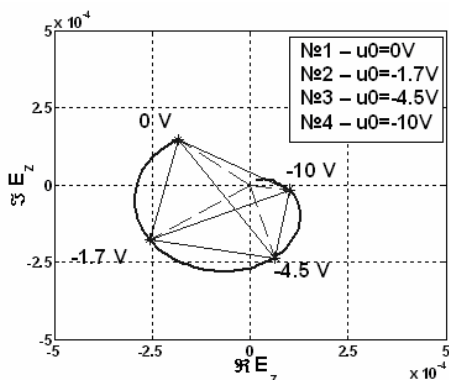


Рис. 3

	№1	№2	№3	№4
№1	0	3.0	4.3	3.2
№2	3.0	0	3.3	3.9
№3	4.3	3.3	0	2.1
№4	3.2	3.9	2.1	0

Таблица 1. Сигнальное расстояние (S) между точками созвездия, ука-

ченного расстояния ($S_{min}=2.1 \cdot 10^{-4}$ В/м) к среднеквадратической амплитуде сигнала ($E_z=2.3 \cdot 10^{-4}$ В/м) равно 0.95, что сопоставимо со значением для четырехточечных амплитудной (0.90) и квадратурной (1.44) манипуляций. Т.е. помехоустойчивость устройства, основанного на данном созвездии, будет сравнима с помехоустойчивостью стандартных методов модуляции.

Численные расчёты показывают, что переизлучаемая на гармониках мощность растёт, с уменьшением барьерной ёмкости перехода. Таким образом, качество приёма информации можно дополнительно повысить, выбирая диод с меньшей барьерной ёмкостью.

Возможность управления фазой переизлучаемого поля в широких пределах позволяет применять рассеиватель с нелинейной нагрузкой в качестве управляемой антенны-фазовращателя с хорошими линейными характеристиками. Поля, переизлучённые системой таких рассеивателей, помещённых в общее поле, будут носить когерентный характер. Это позволяет создать антенную решетку, управление диаграммой направленности которой будет осуществляться путём изменения напряжения смещения на отдельных элементах.

Таким образом, проведенные теоретические исследования в сочетании с опубликованными экспериментальными данными [1,2] демонстрируют возможность и перспективность использования нелинейных рассеивателей в качестве энергонезависимых передающих элементов. Однако, в силу многопараметричности задачи, необходимо дополнительное всестороннее изучение созданной модели для определения оптимального режима работы нелинейного рассеивателя.

Литература

- [1] Умнов А.Л., Головачев Д.А., Филимонов В.А., Шишалов И.С. Использование нелинейных рассеивателей для связи и локации в беспроводных сенсорных сетях. // Нелинейный мир – 2004, т. 2, №5-6, стр. 327-337.
- [2] Кудрин А.В., Марков Г.А., Умнов А.Л., и др. Использование нелинейных пассивных рассеивателей в качестве трансляторов данных в беспроводных компьютерных сетях. / В сб. Трудов (Шестой) Научной конференции по радиофизике, Н. Новгород, 2002, с. 29-37.
- [3] Вычислительные методы в электродинамике. / Под ред. Митры Р. – М.: Мир, 1977, с.20-36.
- [4] Нелинейные электромагнитные волны. / Под ред. Усленги П. – М.: Мир, 1983, с. 226.
- [5] Sarkar T.K., Weiner D.D. Scattering Analysis of Nonlinearly Loaded Antennas // IEEE Trans, Antennas and Propag., vol. 20, Feb 1978, pp. 278-287.
- [6] Bedrosian E., Rice S.O. The output parameters of Volterra systems (nonlinear systems with memory) driven by harmonic and Gaussian inputs. // Proc IEEE, vol. 59, Dec 1971, pp. 1688-1707.
- [7] Кинг Р., Смит Г. Антенны в материальных средах. – М.: Мир, 1984, т.2, с. 447-456.

Under information transmission at a short distance, using passive scatters with nonlinear loads is to be energy-wise profitable. At that case information contains in reradiated field by means of nonlinear scatters' parameters modulation. The purpose of this study is to produce mathematic model using Poklington's equation and Volterra series. By means of this model possibilities of noise resistant information transmission using nonlinear scatters are regarded.



КВАЗИВОЛНОВОЙ МЕТОД КАК ФУНДАМЕНТ АНАЛИТИЧЕСКОГО АППАРАТА ДЛЯ РАЗРАБОТКИ МЯГКОЙ МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ В ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Евельсон Р.Л.

Академия Гражданской Защиты (АГЗ) МЧС России

Бурное развитие электронной вычислительной техники (ЭВТ) за последние 50 лет стимулировало развитие всевозможных численных методов решения граничных задач электродинамики (ГЗЭ) и создало концепцию математических моделей в электродинамике [1]. В то же время уже имеющиеся строгие или точные аналитические методы решения ГЗЭ не могли совершенствоваться. К таковым относятся: метод разделения переменных (МРП), пригодный к однородным телам простой формы, и теория распространения плоских волн в плоскостных средах с однородными изотропными слоями, или (сокращённо) – теория плоских волн (ТПВ). Не совершенствовались и приближённые аналитические методы типа лучевого (ЛМ) или геометрической оптики (ГО), физической оптики (ФО) или приближения Кирхгофа (ПК), геометрической теории дифракции Келлера (ГТД) и метода параболического уравнения (МПУ) разработанные для того, чтобы в какой-то мере отойти от абстракций, выполнение которых необходимо для применимости точных аналитических методов. Сравнительная характеристика этих методов дана в [2], [3].

Было показано [3], что метод ГО может быть использован только для случая облучения заданным источником только одной слабо искривлённой границы раздела с плавно неоднородной непрерывной средой без поглощения. Отсюда следует, что метод ГО не может быть использован даже в ТПВ, где число слоёв произвольно, а сами слои имеют произвольное поглощение. На практике слои могут быть неоднородными и искривлёнными, а облучение – произвольным источником, а не обязательно плоской волной. Очевидно, что в этих условиях ТПВ не применима и нуждается в обобщении. Очевидно также, что самым лучшим обобщением является точный метод решения соответствующей ГЗЭ. Но найти его, по-видимому, невозможно. Поэтому 25 лет назад был разработан квазиволновой метод (КВМ) решения задач дифракции и распространения волн [4, 5], с помощью которого ТПВ легко обобщается до теории распространения квазиплоских волн в квазиплоскостных средах [6], представляющих собой систему слабо искривлённых плавно неоднородных в тангенциальном направлении анизотропных поглощающих слоёв.

В основе КВМ лежит предположение о том, что амплитуды искомых полей зависят только от двух медленных координат [4], в то время как в методе ГО (или ЛМ) амплитуды зависят от всех трёх медленных координат [7]. Именно это менее ограничительное предположение приводит к тому, что в нулевом приближении не возникает трудно решаемое уравнение эйконала, а возникает обыкновенное линейное дифференциальное уравнение второго порядка, в которое медленные координаты входят как параметры. Общее решение такого уравнения содержит две произвольные постоянные, которые зависят от этих двух медленных координат, и с точки зрения исходного решаемого трехмерного уравнения Гельмгольца является его приближенным общим решением, зависящим от двух произвольных функций двух переменных, как и должно быть для любого дифференциального уравнения в частных производных второго порядка от трех переменных. А так как эти произвольные функции не входят под знак интеграла, то при удовлетворении граничных условий на слабо искривлённых границах раздела при достаточно удаленном источнике возбуждения для искомых произвольных функций возникает не система интегральных уравнений как обычно, а система линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), которая аналогична СЛАУ для искомых постоянных амплитуд плоских волн в слоях в обычной ТПВ.

Однако приближенный характер КВМ требовал анализа пределов его применимости. Заранее ясно, что эти пределы в КВМ не хуже, чем в методе ГО, так как в КВМ сделано меньше априорных предположений, чем в ГО. Очевидно также, что проще всего это можно сделать путем сравнения с точным решением. Точного решения для квазиплоскостных сред не существует. Поэтому пришлось взять известное точное решение для ГЗЭ о нормальном падении плоской волны на круговой цилиндр. В работе [8] было показано, что КВМ хорошо описывает распределение тока на поверхности большого кругового цилиндра при обеих поляризациях, в том числе и на границе тень-свет и в зоне тени, недоступных для методов ГО и ФО. Работоспособность КВМ была проверена также на примере большого неоднородного импедансного цилиндра произвольного сечения путем вычисления интегрального поперечника рассеяния [9] и вычисления полей в дальней зоне путем интегрирования квазиволновых токов [10], а также на примере решения задачи Зоммерфельда без разложения поля точечного источника на плоские волны [11].

Если количество априори введенных «медленных» координат обозначить через s , то все существующие методы расчета можно классифицировать следующим образом:

$$s=0 - \text{точный метод}, s=1 - \text{МПУ}, s=2 - \text{КВМ}, s=3 - \text{ГО}. \quad (1)$$

Отсюда следует, что в случае n -мерного пространства (уравнения Гельмгольца от n переменных) можно говорить о шкале КВМ порядка $p=n-s$ (КВМ _{p}), т.е.:

$$\text{КВМ}_n - \text{точный метод}, \text{КВМ}_p \ (2 \leq p < n) - \text{МПУ}, \text{КВМ}_1 - \text{КВМ}, \text{КВМ}_0 - \text{ГО}. \quad (2)$$

Следует отметить, что появление КВМ должным образом не было отмечено научной общественностью [2,3], несмотря на то, что идеология КВМ проявилась еще около 40 лет назад в работе П.Е. Стреха [12], где фаза вместо эйконала задается независимо в виде линейной (или квазилинейной) функции от двух (а не от трех!) координат. Но в [12] не было разделения координат на «быстрые» и «медленные», с помощью которого можно находить высшие приближения [4] и, в частности, все существующие аналитические методы решения ГЗЭ можно отождествить с КВМ _{p} , где p – число не «медленных» (т.е. обычных, исходных или «быстрых») координат, удовлетворяющее условию $1 \leq p \leq n$.

Очевидно, что точность результатов, которые могут быть получены с помощью КВМ _{p} , увеличивается с ростом p . Естественно ожидать, что и трудности реализации КВМ _{p} тоже будут увеличиваться с ростом p . Однако оказалось, что это верно лишь при $p \geq 2$. При $p = 1$, т.е. КВМ₁ или КВМ в реализации оказывается проще, чем при $p = 0$, т.е. КВМ₀ или ГО по следующим причинам:

1. В методе ГО исходная линейная задача (уравнение Гельмгольца от трех переменных) в нулевом приближении сводится к трудно решаемому (особенно в неоднородной среде) нелинейному уравнению в частных производных первого порядка (уравнению эйконала), а в КВМ – к обыкновенному линейному диффе-

ренциальному уравнению второго порядка, из которого сразу получается приближенное, но общее решение трехмерного уравнения Гельмгольца, содержащее две произвольных функции от двух переменных.

2. В КВМ, как и в точном методе, может быть использована любая система координат, в то время как в ГО – только довольно сложная лучевая система координат, диктуемая методом решения уравнений переноса [7], а не диктуемыми практикой граничными условиями.

3. Алгоритм получения высших приближений в КВМ не сложнее, чем в ГО [4].

Из-за приближенного характера КВМ простота алгоритма решения ГЗЭ и его точность зависят от выбора системы координат [6]. Наиболее простым, но и наименее точным, алгоритм оказывается в прямоугольной декартовой системе координат. Для примирения этого противоречия в [13] показано, что произвольную криволинейную систему координат можно представить как обычную прямоугольную декартову систему координат. При этом в общем случае даже однородная изотропная среда может перейти в неоднородную анизотропную. Но это не является препятствием для построения алгоритма, так как в [14] показано, как надо вести расчет в анизотропных средах с произвольной анизотропией.

Наиболее точен КВМ вблизи точки, где удовлетворяется граничное условие, т.е. на поверхности дифрагирующего тела, где в окрестности каждой точки вводится своя прямоугольная декартова система координат. Это аналогично тому, как в методе ФО (ПК) определяется ток на поверхности большого идеально проводящего тела, который затем интегрируется по всей поверхности для получения поля вне тела. В отличие от ФО с помощью КВМ можно получить ток не только на идеально проводящем теле, но и на теле с многослойным, но не очень толстым покрытием, в котором может быть не определено даже понятие толщины каждого криволинейного слоя.

Если взять криволинейную систему координат, однозначно описывающую всю замкнутую поверхность большого дифрагирующего тела, то в принципе нет необходимости выделять какую-либо точку поверхности. Но возникает вопрос о точности вычисления полей на этой поверхности (т.е. токов на ней) и полей в дальней зоне (без дополнительного интегрирования по формулам типа формул Гюйгенса-Кирхгофа). В работе [8] с помощью КВМ решена задача дифракции плоской волны на круговом цилиндре большого радиуса без традиционного для МРП разложения простой плоской волны на совокупность более сложных цилиндрических волн. Было показано, что в цилиндрических координатах токи на всей поверхности цилиндра лучше, чем в ГО и ФО совпадают с точным решением, но в дальней зоне КВМ уступает ГО на 3 дБ. Но если в КВМ взять используемую в ГО единственно возможную лучевую систему координат, то получается, что квазиволновое поле в дальней зоне даже лучше, чем геометрикооптическое совпадает с точным полем, хорошо описывая даже большой теневой лепесток [8], который согласно ГО вообще равен нулю.

Для применимости КВМ необходимо, чтобы дифрагирующая поверхность имела малую кривизну и плавное изменение электродинамических параметров в тангенциальном направлении. Этому условию не удовлетворяют, например, поверхности с углами, щелями и скачками импеданса. В работе [15] получено новое точное решение трехмерного уравнения Гельмгольца, частным случаем которого является известное полутеневое поле, с помощью интеграла Френеля строго описывающее двумерное поле дифракции плоской волны на идеально проводящей полуплоскости с прямолинейным ребром [16]. Если общее квазиволновое решение уравнения Гельмгольца дополнить такими точными решениями в окрестности каждого скачка, то содержащиеся в них параметры можно определить так, чтобы обеспечить непрерывность произвольных функций медленных координат в местах скачков.

Проще всего решать ГЗЭ в прямоугольных декартовых координатах. Но тогда замкнутую поверхность дифрагирующего тела приходится описывать по крайней мере с помощью двух разных поверхностей (например, для сферы радиуса a : $z = \pm\sqrt{a^2 - x^2 - y^2}$). В местах стыка этих поверхностей для нейтрализации соответствующих скачков и изломов так же можно воспользоваться параметрическими решениями [15]. Таким путем можно учесть наличие произвольного числа мелких включений (частиц или неоднородностей) в любом плавном неоднородном в тангенциальном направлении слабоискривленном слое заданной квазиплоскослойной среды [6].

Положение здесь аналогично тому, как в ГТД поле «вдали от переходных зон» формируется из «кусочков» плоских волн [16], амплитуды которых вычисляются с помощью постулирования существования дифракционных лучей Келлера и заранее вычисленных дифракционных коэффициентов на основе некоторых модельных задач. В предлагаемом алгоритме все медленно меняющиеся амплитуды «кусочков» квазиволновых полей и все постоянные строгих решений уравнений Максвелла (формируемых из точных параметрических решений уравнения Гельмгольца [15]) вычисляются из конечной системы линейных алгебраических уравнений, получающихся из требования выполнения строгих граничных условий на каждой границе раздела и из условий непрерывности всех медленно меняющихся амплитуд квазиволновых полей на любой непрерывной границе раздела.

Для применимости КВМ необходимо, чтобы дифрагирующая поверхность находилась в дальней зоне источника возбуждения (стороннего источника). В этом случае падающее поле может быть охарактеризова-

но заданной почти линейной фазой и заданными медленно меняющимися амплитудами, через которые и могут быть найдены все произвольные медленно меняющиеся функции (т.е. функции, зависящие от двух «медленных» координат), входящие в общее решение уравнений Максвелла в каждом плавно неоднородном в тангенциальном направлении криволинейном слое, входящем в квазиплоскостную среду [3,6,11].

Таким образом, КВМ позволяет простым способом уйти от абстракций типа плоских волн, однородных слоев и параллельных плоских границ раздела между ними, необходимых, например, для точного решения ГЗЭ в рамках ТПВ. Никаких отклонений от этих абстракций ТПВ не допускает. По терминологии академика В.И. Арнольда это – жесткая модель [17]. Жесткими являются и все модели, основанные на численных методах, так как для расчета должны быть заданы все числовые характеристики сред и границ раздела между ними.

Из вышеизложенного ясно, что КВМ при постановке доступных для решения реальных ГЗЭ позволяет плоские однородные слои заменить на произвольные слабоискривленные плавнонеоднородные в тангенциальном направлении слои, а плоскую волну – на произвольное поле удаленного ограниченного источника. Более того, в криволинейных слоях при необходимости можно ввести произвольное число мелких неоднородностей. Сама возможность внесения малых изменений в жесткую модель ТПВ с сохранением тем не менее возможности хотя бы приближенного аналитического расчета и означает, что нами создана мягкая математическая модель [17] если не во всей, то по крайней мере в высокочастотной электродинамике. А в основе аппарата для аналитического решения соответствующих ГЗЭ лежит квазиволновой метод [4,5], при необходимости дополненный новыми параметрическими решениями уравнения Гельмгольца [15].

На наш взгляд использование предлагаемого аналитического аппарата было бы более эффективным, чем в [18], где для обеспечения возможности использования ТПВ на стр. 126 видим, что: «оператор прямой задачи на каждой из частот определялся...с соответствующей случайной аддитивной добавкой...», отражающей в той или иной мере неидеальность модели прямой задачи (переотражения между поверхностью среды и антенной, квазиплоский характер зондирующего поля, отражения от мелких неоднородностей)», а также неопределенность понятия толщины криволинейного слоя, его неоднородность (см. постановку задачи на стр. 122 из [18]) и т.п. Более того, такой прием вовсе не безобиден. Например, может оказаться, что после обработки экспериментальных данных «методом вычислительной диагностики» [18] в результате необходимой аппроксимации неоднородных криволинейных слоев плоскими однородными слоями некоторые (или все!) электродинамические параметры окажутся отрицательными. Насколько это допустимо – решать заказчику.

Литература

1. Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. М.: Высшая школа, 1991.
2. Еремин Ю.А., Зимнов М.Х., Кюркчан А.Г. Теоретические методы анализа характеристик рассеяния электромагнитных волн. Стационарные задачи. РЭ, 1992, т.37, №1, с.14 – Радиотехника и электроника (РЭ), 1992, т.37, №1, с. 14.
3. Евельсон Р.Л. Критические заметки по поводу одного обзора. Материалы научной конференции постоянного состава, слушателей, курсантов и студентов академии 11 апреля 2000 года. Академия гражданской защиты (АГЗ) МЧС России, Новогорск-2000, с. 200-211.
4. Евельсон Р.Л. Об одном обобщении метода геометрической оптики. – РЭ, 1980, т. 25, №5, с. 1088-1090.
5. Евельсон Р.Л. Квазиволновой метод решения задачи о распространении электромагнитных волн в неоднородной анизотропной поглощающей среде. – Известия ВУЗов. Радиофизика. 1981, т. 24, №5, с. 649-650.
6. Евельсон Р.Л. Мягкая математическая модель в электродинамике. – Труды юбилейной научно-технической конференции, посвященной 30-летию образования ЦНИИРЭС, ч. I, М.: АО ЦНИИРЭС, 2001, с. 89-94.
7. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И. Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
8. Евельсон Р.Л. Об одном методе асимптотической теории дифракции. – РЭ, 1983, т. 28, №4, с. 647-653.
9. Евельсон Р.Л. Квазиволновая асимптотика дифракции плоской волны на импедансном цилиндре произвольного сечения. – РЭ, 1986, т.31, №1, с. 1-7.
10. Евельсон Р.Л. Расчет поля рассеяния плоской волны на импедансном цилиндре малой кривизны. – РЭ, 1989, т.34, №6, с. 1171-1176
11. . Евельсон Р.Л. Квазиволновое решение частной задачи Зоммерфельда. – РЭ, 2000, т. 45, №12, с. 1442-1446.
12. Стреш П.Е. К теории распространения волн в неоднородных анизотропных средах. – Вестник МГУ. Физика и астрономия, 1967, №6, с.32-39.

13. Евельсон Р.Л. Новое представление уравнений Максвелла в произвольных криволинейных координатах. – РЭ, 2004, т.49, №3, с.314-319.
14. Евельсон Р.Л. Метод решения задачи о распространении электромагнитных волн в произвольной плоскослоистой анизотропной среде. – РЭ, 2000, т. 45, №8, с. 918-925.
15. Евельсон Р.Л. Параметрический метод решения уравнений Гельмгольца. – РЭ, 1999, т. 44, №8, с. 933-934.
16. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции. М.: Связь, 1978.
17. Арнольд В.И. «Жесткие» и «мягкие» математические модели. М.: МЦНМО, 2000.
18. Гринев А.Ю., Зайкин А.Е., Чебаков И.А., Багно Д.В. Определение электрофизических и геометрических параметров сред методом вычислительной диагностики в задачах подповерхностного зондирования. – Труды юбилейной научно-технической конференции, посвященной 30-летию образования ЦНИИРЭС, ч.1, М.: АО ЦНИИРЭС, 2001, с. 121-128.

ВЛИЯНИЕ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОСТАТОЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ СУТОЧНОГО ХОДА МАКСИМАЛЬНО НАБЛЮДАЕМЫХ ЧАСТОТ УРОВНЯ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Иванов В.А.¹, Рябова Н.В.¹, Бастрасова М.И.¹, Льюнг Вьет Лок², Насыров А.М.²

¹Марийский Государственный Технический Университет

²Казанский государственный университет

Введение. Известно, что изменчивость ионосферы зависит от уровня геомагнитной активности. Под влиянием вариаций уровня геомагнитной активности изменяются характеристики суточного хода (СХ) максимально наблюдаемых частот (МНЧ) и характеристики его остаточной компоненты. Определение связи между характеристиками остаточной компоненты СХ МНЧ и уровнем геомагнитной активности является важной задачей исследования ионосферы и решения вопросов прогнозирования характеристик радиолиний.

Цель работы. Нахождение корреляции мощности остаточной компоненты СХ МНЧ разных модов распространения радиоволн в ионосфере с уровнем геомагнитной активности. Определение синусоидальных составляющих остаточной компоненты СХ МНЧ, которые обусловлены перемещающимися ионосферными возмущениями (ПВ).

Решаемые задачи.

- Выделение остаточной компоненты СХ МНЧ методом фильтрации нижних частот и сравнение ее мощности с уровнем геомагнитной активности.
- Анализ суточного хода МНЧ в спектральной области с целью нахождения полосы частот остаточной компоненты СХ МНЧ, зависящей от уровня геомагнитной активности.

Результаты исследования. В работе использовались данные международного эксперимента с 03.09.2001 по 14.09.2001 на трех радиолиниях: Инскип (Англия) – Йошкар-Ола (3100км), Шпицберген – Йошкар-Ола (2800 км) и Кипр – Йошкар-Ола (2600км) из Банка Данных МарГТУ наклонного зондирования ионосферы Земли линейно-частотно-модулированными (ЛЧМ) сигналами. Уровень геомагнитной активности определялся глобальными Kp , Ap , и Dst индексами.

Для выделения компонентов МНЧ использовался цифровой метод, реализующий фильтрацию нижних частот (ФНЧ) с прямоугольным окном, и метод взвешенной скользящей средней с гауссовым ядром. Результаты фильтрации суточного хода МНЧ позволяют сформулировать условие [1], когда полоса частот выделенной регулярной составляющей не превышает величины $8-10 F_{\phi}$ (F_{ϕ} – фундаментальная частота суточного хода МНЧ, а когда она превышает $8-10 F_{\phi}$).

Методы выделения остаточной компоненты СХ МНЧ применены для двух модов распространения радиоволн в ионосфере – 1F и 2F. В методе фильтрации нижних частот СХ МНЧ с прямоугольным окном частота среза $F_c \sim 5 \div 36 F_{\phi}$. Для фильтрации нижних частот СХ МНЧ методом взвешенной скользящей средней с гауссовым ядром апертура окна равна $4 \div 20$ элементов, т.е. частота среза $F_c \sim 5 \div 64 F_{\phi}$. Получены экспериментальные зависимости мощности (дисперсии – $\sigma(\xi(t))$) остаточной компоненты СХ МНЧ мода 1F, выделенной методом ФНЧ с прямоугольным окном и методом взвешенной скользящей средней с гауссовым ядром, от уровня геомагнитной активности. Значения Kp , Ap и Dst индексов показывают, что уровень геомагнитной активности был низким 11.09.2001. Он увеличился 12.09.2001 и 13.09.2001. 12.09.2001 обнаружены геомагнитные бури со средним уровнем активности ($Dst = -30$ nT), а 13.09.2001 имели место геомагнитные бури с высоким уровнем возмущения, когда максимальное значение индекса $Kp \sim 5$, а индекса Dst достигало -60 nT. Получено, что с ростом возмущенности увеличивается мощность остаточной компоненты в области частот $5 \div 28 F_{\phi}$.

Далее исследовалась корреляция мощности остаточной компоненты СХ МНЧ мода 2F с уровнем геомагнитной активности. Результаты показывают, что в области частот $5 \div 30 F_{\phi}$ мощность остаточной компоненты СХ МНЧ мода 2F увеличивается пропорционально росту уровня геомагнитной активности.

Таблица 1 показывает, что в области $5 \div 28 F_{\phi}$ мощность остаточной компоненты СХ МНЧ двух модов - 1F и 2F 13.09.2001 увеличивается на $\sim 65 \div 89\%$ и на $\sim 23 \div 181\%$ соответственно по сравнению с 11.09.2001 для трассы Инскип – Йошкар-Ола и трассы Кипр – Йошкар-Ола.

Таблица 1. Увеличение мощности остаточной компоненты СХ МНЧ двух модов - 1F и 2F в области частот $5 \div 28 F_{\phi}$ 13.09.2001 по сравнению с 11.09.2001.

моды	ФНЧ с прямоугольным окном		ФНЧ методом взвешенной скользящей средней с гауссовым ядром	
	1F	2F	1F	2F
Инскип – Йошкар-Ола	65%	75,2%	84,5%	89%
Кипр – Йошкар-Ола	181%	344,5%	23%	114,3%

Таким образом, характеристики остаточной компоненты СХ МНЧ двух модов 1F и 2F при изменении геомагнитной активности идентично.

Выделим спектральную область остаточной компоненты СХ МНЧ, имеющей наибольшую корреляцию с уровнем геомагнитной активности. Для анализа используем СХ K_p индекса и СХ мощности (дисперсии - σ) остаточной компоненты СХ МНЧ. Поскольку взаимосвязь между двумя процессами измеряется коэффициентом корреляции (ρ) то, для оценки точности выборочного значения ρ удобно использовать некоторые функции от ρ . Из-за выборочной изменчивости оценок корреляции обычно приходится проверять, свидетельствует ли ненулевое значение выборочного коэффициента корреляции о существовании статистически значимой корреляции между изучаемыми процессами. Сделать это можно, проверив гипотезу $\rho=0$, при этом отклонение гипотезы будет говорить о значимости корреляции. Экспериментально определена корреляция суточного хода мощности остаточной компоненты СХ МНЧ мода 2F в трассах Инскип – Йошкар-Ола и Кипр – Йошкар-Ола с уровнем K_p индекса. Получено, что существует связь между суточным ходом мощности остаточной компоненты СХ МНЧ и K_p индексом. Результаты анализа показывают, что спектр остаточной компоненты СХ МНЧ, несущей связь с уровнем геомагнитной активности, расположен в нижней, средней и высокой частях спектральной области суточного хода МНЧ. В таблице 2 приведены результаты анализа спектра остаточной компоненты СХ МНЧ, связанной с уровнем геомагнитной активности.

Таблица 2 Полоса частот остаточной компоненты СХ МНЧ, несущей связь с уровнем геомагнитной активности

	Инскип – Йошкар-Ола		Кипр – Йошкар-Ола	
	1F МНЧ	2F МНЧ	1F МНЧ	2F МНЧ
11.09.2001	$41 \div 42 F_{\phi}$	$42 \div 44 F_{\phi}$	$47 \div 48 F_{\phi}$	$51 \div 53 F_{\phi}$
12.09.2001	$19 \div 23 F_{\phi}$	$12 \div 24 F_{\phi}$	$30 \div 38 F_{\phi}$	$7 \div 10 F_{\phi}$
13.09.2001	$9 \div 11 F_{\phi}$	$15 \div 17 F_{\phi}$	$11 \div 12 F_{\phi}$	$30 \div 33 F_{\phi}$

Результаты анализа показывают, что для спокойных дней полоса частот остаточной компоненты, несущей связь с уровнем геомагнитной активности, превышает $40 F_{\phi}$, а для возмущенных дней он меньше $40 F_{\phi}$. Этот результат является свидетельством того, что в возмущенные дни геомагнитная активность оказывает сильное влияние на суточный ход МНЧ. Предполагается, что этот факт связан с перемещающимся ионосферным возмущением с периодом $\sim 1-3$ часа, т.е. в областях частот $10 \div 16 F_{\phi}$ и $22 \div 28 F_{\phi}$ явно наблюдаются синусоидальные составляющие с амплитудами $\sim 0.2 \div 0.5$ МГц

Выводы. Результаты исследования позволяют сделать вывод, что мощность остаточной компоненты СХ МНЧ двух модов 1F и 2F зависит от уровня геомагнитной активности. По результатам анализа спектра остаточной компоненты определены полосы частот остаточной компоненты, несущей связь с уровнем геомагнитной активности. Результаты исследования могут быть использованы для улучшения метода прогноза МНЧ и для построения модели ионосферы. Целью дальнейших исследований является определение закона распределения полосы частот остаточной компоненты СХ МНЧ в зависимости от уровня геомагнитной активности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты №. 04-05-65120; 05-07-90313).

Литература:

1. Иванов В.А., Рябова Н.В. Автоматизация прогноза МПЧ KB радиосвязи по данным ЛЧМ зонда. // VII междунар. Конференция «Радиолокация, навигация, связь». RLNC 2001. – Воронеж. - 2001. – Т.2. – С.915-924.

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ НА СТРУКТУРУ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ФОКАЛЬНЫХ ОБЛАСТЯХ ТИПА КАТАСТРОФ

Крюковский А.С.¹, Сарен Ю.В.²

¹Российский новый университет,

²Московский физико-технический институт (государственный университет)

В настоящей работе, выполненной при поддержке РФФИ (гранты № 04-02-16882, 04-07-90247), исследовано влияние тепловой нелинейности на структуру электромагнитного поля в фокальных областях типа катастроф [1-5]. В качестве математической модели рассмотрено двумерное распространение волны $u(x,y)$, удовлетворяющей уравнению Гельмгольца:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + k^2 \varepsilon u = 0 \quad (1)$$

в нелинейной среде, описываемой эффективной диэлектрической проницаемостью:

$$\varepsilon = \varepsilon_0(1 + \alpha|u|^\gamma), \quad (2)$$

где α и γ — параметр и показатель тепловой нелинейности соответственно, а k — волновое число. В данной задаче слагаемое ε_0 в (2) не зависит от амплитуды поля и от пространственных координат. Задача решается численно путем сведения к параболическому уравнению. Будем искать решение в виде:

$$u = W(x, y) \exp(ik\sqrt{\varepsilon_0}x), \quad (3)$$

где $W(x, y)$ — медленно меняющаяся комплекснозначная функция. Подставим выражение (3) в уравнение (1). Пусть функция $W(x, y)$ удовлетворяет условию: $\left| \frac{\partial^2 W}{\partial x^2} \right| \ll \left| \frac{\partial^2 W}{\partial y^2} \right|$. Смысл этого предположения

состоит в том, что решение ищется в узкой полосе, углы сходимости лучей малы, то есть поле в поперечном направлении меняется гораздо быстрее, чем в продольном. Тогда, учитывая, что параметр k велик, получим новое уравнение относительно функции $W(x, y)$:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial y^2} + 2ik\sqrt{\varepsilon_0} \frac{\partial W}{\partial x} + k^2 W(\varepsilon - \varepsilon_0) = 0. \quad (4)$$

Будем считать, что в области вычислений максимальное значение амплитуды равно A . Тогда удобно ввести нормировку решения (см. [7]) на это значение и одновременно ввести параметр $\mu = \sqrt{\alpha A^2}$, который характеризует степень нелинейности задачи. После введения новых безразмерных координат $Y = k\mu y$, $X = k\mu^2 x$ уравнение (4) принимает окончательный вид:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial Y^2} + 2i\sqrt{\varepsilon_0} \frac{\partial W}{\partial X} + W \tilde{\varepsilon}_p = 0, \quad \tilde{\varepsilon}_p = \frac{\alpha \varepsilon_0 |W|^\gamma}{\mu^2} = \frac{\varepsilon_0 |W|^\gamma}{A^2}. \quad (5)$$

Решение уравнения (5) ищется в полосе, ограниченной линиями $X=0$, $Y=0$, $Y=Y_1$. В качестве начальных условий выбирается выражение: $W|_{X=0} = B(Y) \exp[i S_0(Y)]$, где $B(Y)$ — сглаживающая функция, имеющая

непрерывную производную и близкая к 1 в полосе вычисления и к 0 вне неё: $B(Y) = 1 - \frac{((Y-C)/A)^2}{1 + ((Y-C)/A)^2}$

при $Y > C$; $B(Y)=1$ при $Y \leq C$. Данная функция призвана исключить влияние краев области вычисления, не имеющее физического смысла в рамках постановки задачи, на поле вблизи фокусировки (см. [5]). В качестве граничного условия при $x=0$ было так выбрано распределение поля $u(0,y)$, чтобы при распространении в отсутствие нелинейности сформировалась каустическая особенность типа A_5 — «бабочка». Поэтому функция $S_0(Y)$, задающая тип фокусировки, определяется соотношениями: $\frac{dS_0(Y(y))}{dy} = k_y$,

$$6k_y^5 + 4X_4k_y^3 + 3X_3k_y^2 + 2X_2k_y + y = 0.$$

В качестве остальных граничных условий выбираются выражения, учитывающие особенности задачи [6, 4]: нижняя граница (условия симметрии решения относительно оси симметрии фазового экрана):

$$\left. \frac{\partial W}{\partial Y} \right|_{Y=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \tilde{\varepsilon}_p}{\partial Y} \right|_{Y=0} = 0; \text{ верхняя граница (асимптотическое условие): } \left. \frac{\partial W}{\partial Y} \right|_{Y=Y_1} = \frac{ik_y W}{kA};$$

условие локальности нелинейности: $\tilde{\varepsilon}_p \big|_{Y=Y_1} = 0$.

В предыдущих работах (см. [1-4]) нами численно изучалось влияние параметра тепловой нелинейности и масштаба тепловой диффузии на амплитудную структуру электромагнитного поля в фокальных областях различных типов. Здесь (см. также [5]) исследовано влияние показателя тепловой нелинейности γ на амплитудную структуру поля. Показано, что при изменении показателя тепловой нелинейности γ от 1 до 4, амплитуда поля, которая изначально в рассматриваемой области характеризуется ярким центральным максимумом на оси симметрии задачи и четырьмя боковыми (два верхних и два нижних), претерпевает существенные изменения. Сначала вся структура как бы втягивается в рассматриваемую область, причем снизу добавляются два дополнительных максимума ($\gamma=2$). Далее структура измельчается, причем центральный максимум уменьшается в размерах и в рассматриваемую область затягивается ещё один центральный максимум ($\gamma=3$). Наконец при $\gamma=4$ возникает целая система мелких боковых и центральных максимумов, заполняющих существенную часть области наблюдения.

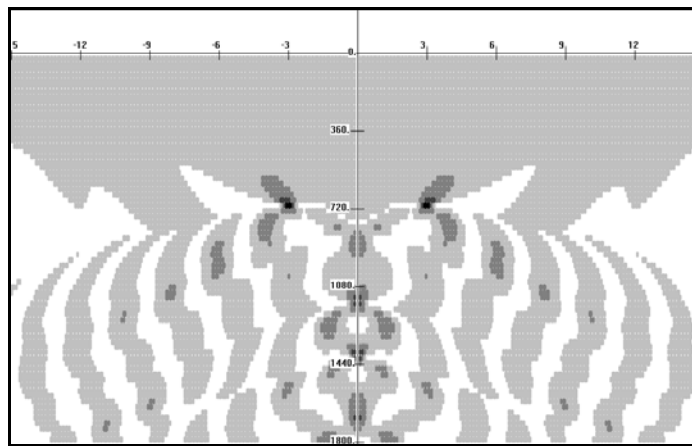


Рис. 1. Амплитудная структура волнового поля, $\gamma = 4$

В работе также выполнен асимптотический анализ задачи, то есть проанализирована лучевая структура, ассоциированная с полученным решением. Для этого численно решалась бихарактеристическая система

$$\text{уравнений [8]: } \frac{dx}{dt} = p_x, \quad \frac{dy}{dt} = p_y, \quad \frac{dp_x}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x}, \quad \frac{dp_y}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\partial \varepsilon}{\partial y}, \text{ причем в эффективную диэлектрическую}$$

проницаемость среды была подставлена амплитуда поля, полученная в результате численного расчета. Численный анализ показал, что если изначально лучевая структура соответствует особенностям типа бабочка ($\gamma=1$ и частично $\gamma=2$), то при $\gamma=3$ возникает дополнительная лучевая фокусировка на оси симметрии задачи, а при $\gamma=4$ лучевая структура напоминает паутину с узелками, соответствующими новыми фокальным центрам.

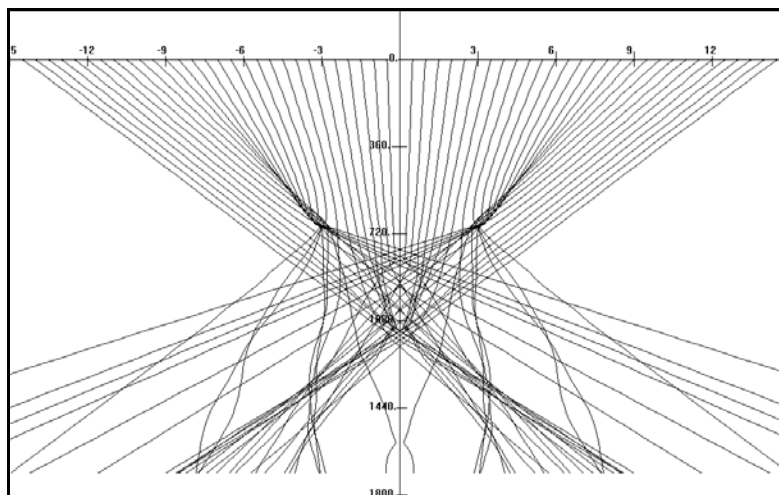


Рис. 2. Лучевая структура волнового поля, $\gamma = 4$

Таким образом, численное моделирование структуры электромагнитного поля в слабо нелинейной среде позволило впервые исследовать развитие и деформацию эталонной структуры поля в фокальной области типа катастрофа в зависимости от показателя тепловой нелинейности и выявить характерные особенности этого процесса.

Литература

1. Крюковский А.С., Сарен Ю.В. Влияние слабой нелинейности среды распространения на амплитудную структуру поля в фокальных областях. // LVI Научная сессия, посвященная Дню Радио. Тез. докл. /М.: РНТОРЭС им. А.С. Попова. 2001. Часть 2. С.223-224.
2. Сарен Ю.В., Крюковский А.С. Нелинейные фокусировки в областях типа каспоидных катастроф. //Труды XII Всероссийской школы-конференции по дифракции и распространению волн. М., 19-23.12.2001, РосНОУ. Тез. докл. /М.: МФТИ (ГУ). 2001. Т. 2. С.454-455.
3. Kryukovsky A.S., Saren Yu. V. Non-linear phenomena in catastrophe focusings. // IEEE Antennas & Propagation Society International Symposium. July 8-13, 2001. Boston, Massachusetts. Digest. / Boston, Massachusetts. V.1. P.224-227.
4. Крюковский А.С., Сарен Ю.В. Исследование влияния слабой нелинейности среды на каустическую фокусировку каспоидного типа. // РЭ, 2002. Т. 47. № 1. С. 63–69.
5. Крюковский А.С., Сарен Ю.В. Влияние тепловой нелинейности на структуру электромагнитного поля в фокальных областях типа катастроф. // Россия: перспективы прорыва в цивилизацию знаний. Математическое моделирование в естественных науках. Тезисы докл. V Межвузовской научной конференции Российского нового университета, 16-17.04.2004 г. / М.: РосНОУ, 2004. С. 207-208.
6. Гусева З.Г., Еременко В.А., Черкашин Ю.Н. Исследование волновых полей в окрестности сложных каустик. // Распространение дециметровых радиоволн. М.: ИЗМИР АН СССР, 1982. С.25-31.
7. Черкашин Ю.Н., Еременко В.А. О сосредоточенных решениях стационарных задач дифракции с нелокальной нелинейностью. // Труды XI Всесоюзной школы-конференции по дифракции и распространению волн. М.: Изд-во МГУ, 1998. С. 165-170.
8. Лукин Д.С., Спиридонов Ю.Г. Применение метода характеристик для численного решения задач распространения радиоволн в неоднородной и нелинейной среде. // РЭ, 1969. Т. 14. № 9. С. 1673–1677.

INFLUENCE OF A NONLINEARITY OF PROPAGATION MEDIA ON STRUCTURES OF ELECTROMAGNETIC FIELDS IN FOCAL REGIONS OF CATASTROPHE TYPES

The influence of thermal nonlinearity on structure of an electromagnetic field in focal regions such as catastrophes is investigated. The numerical modeling of deformation of structures of wave fields at change of a parameter of nonlinearity is executed by a method of the parabolic equation in focal regions appropriate to the cuspid catastrophe known as "butterfly". The concept of the associated ray structures of a field is entered and the qualitative conformity of development of amplitude and ray structure of a field with increase of a parameter of nonlinearity is shown. The catastrophe development leading to crushing of amplitude structures and formation of the new focal centers is investigated. The work is done under support of RFBR (projects 04-02-16882, 04-07-90247)

МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРЕХМЕРНЫХ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫХ КРАЕВЫХ ФОКУСИРОВОК

Крюковский А.С.¹, Лукин Д.С.², Растягаев Д.В.¹

¹ Российский новый университет

² Московский физико-технический институт (государственный университет)

Настоящая работа посвящена классификации пространственно-временных эталонных структур, возникающих при совместной фокусировке первичных и вторичных (дифракционных) лучевых семейств различных типов, в процессе дифракции нестационарного излучения на телах с гладкими кромками в неоднородных, диспергирующих средах. Такие фокусировки при выполнении определенных условий приводят к возникновению трехмерным катастроф высокой кратности и модальности. Для построения классификации выполним анализ асимптотическое решение уравнения Клейна–Гордона, имеющего вид четырехкратного быстро осциллирующего интеграла вида:

$$U(t; \vec{r}) \cong \iint_G d\xi_1 d\xi_2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \int_{\eta_a}^{\eta_b} f(\xi_1, \xi_2, \omega, \eta; t, \vec{r}) \times \exp[i\Lambda\Phi(\xi_1, \xi_2, \omega, \eta; t, \vec{r})] d\eta, \quad (1)$$

здесь Λ — большой параметр задачи, $t, \vec{r}$ — пространственные и временные координаты точки наблюдения, ξ_1 и ξ_2 — пространственные параметры парциальной волны, ω — частота излучения, η — начальное время. Рассмотрим распространение частотно-модулированного сигнала в однородной холодной плазме, причем уравнение (1) дополним граничными условиями:

$$U(\vec{r}, t)|_{r_3=f(r_1, r_2)} = U_0(t) = A(r_1, r_2) \exp\{i\omega_0(t + \beta(t))\}. \quad (2)$$

Здесь функция $\beta(t)$ ($\beta(0) = \beta'(0) = 0$) описывает частотную модуляцию радиоимпульса, $A(r_1, r_2)$ — амплитудное распределение на начальном фазовом фронте, заданном уравнением $r_3 = f(r_1, r_2)$, а ω_{nl} — плазменная частота. Ограничимся полубесконечным радиоимпульсом. В этом случае асимптотическое решение задачи имеет вид [1]:

$$U(\vec{r}, t) = \frac{i}{c(2\pi)^2} \iint_G d\xi_1 d\xi_2 \int_{\eta_a}^{+\infty} d\eta \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega \sqrt{\varepsilon}}{R} A(\xi_1, \xi_2) \sqrt{1 + f_1^2 + f_2^2} \exp(i\Phi) d\omega, \quad (3)$$

где R — расстояние между точкой на волновом фронте $r_3 = f(\xi_1, \xi_2)$ и точкой наблюдения, $\varepsilon(\omega)$ — эффективная диэлектрическая проницаемость среды, а фаза интегранты имеет вид:

$$\Phi = \omega \cdot \left(t - \eta - \frac{R}{c} \cdot \sqrt{\varepsilon(\omega)} \right) + \omega_0 \cdot (\eta + \beta(\eta)). \quad (4)$$

Анализ матрицы Гесса фазовой функции Φ показывает, что четырехмерная фокусировка невозможна, а следовательно к интегралам (1) и (3) можно применить метод стационарной фазы по частоте ω . Предполагая, что ограничения по частоте отсутствуют и получаем асимптотику (4) в виде суммы двух трехкратных интегралов:

$$U(\vec{r}, t) = W_+(\vec{r}, t) - W_-(\vec{r}, t), \quad (5)$$

где

$$W_{\pm}(\vec{r}, t) \cong \frac{i}{\omega_p \sqrt{(2\pi)^3} c} \iiint A(\xi_1, \xi_2; \eta) \exp\{i[\omega_0(\eta + \beta(\eta)) \pm \varphi]\} \times \\ \sqrt{1 + f_{\xi_1}^2 + f_{\xi_2}^2} \frac{\tilde{\varepsilon}^{5/4} \tilde{\omega}^{5/2}}{R^{3/2}} d\xi_1 d\xi_2 d\eta \\ \varphi(\vec{r}, t; \eta) = \omega_{nl} \sqrt{(t - \eta)^2 - R^2 / c^2} + \pi / 4, \quad \tilde{\Phi}_{\pm} = \omega_0(\eta + \beta(\eta)) \pm \varphi. \quad (6)$$

В общем случае находим, что:

$$W_{\pm}(\vec{r}, t) \cong \iiint_{R^3} g(\xi_1, \xi_2, \eta; \vec{r}, t) \exp\{i \tilde{\Phi}_{\pm}(\xi_1, \xi_2, \eta; \vec{r}, t)\} d\xi_1 d\xi_2 d\eta, \quad (7)$$

При выполнении определенных условий краевой временной луч, соответствующий начальному времени выхода η_a , оказывается вблизи точки трехмерной фокусировки пространственно-временных лучей, что приводит к образованию краевой катастрофы коранга три. В соответствии с теорией краевых катастроф [2-4] в

окрестности конечно определенной особой седловой точки существует невырожденное преобразование: $\xi_1 = \Pi_1(\vec{p}; \vec{r}, t)$, $\xi_2 = \Pi_2(\vec{p}; \vec{r}, t)$, $\eta = \eta_a + z \cdot \Pi_3(\vec{p}; \vec{r}, t)$, такое что фазовая функция может быть приведена к полиному стандартного типа ($\vec{p} = (x, y, z)$):

$$\tilde{\Phi}(\xi_1, \xi_2, \eta; \vec{r}, t) = F_{\Sigma}(x, y, z; \vec{a}, \vec{\lambda}) + \theta, \quad \tilde{\Phi}(\xi_1, \xi_2, \eta_a; \vec{r}, t) = F_{\Sigma}(x, y, 0; \vec{a}, \vec{\lambda}) + \theta. \quad (8)$$

В формуле (8) $F_{\Sigma}(x, y, z; \vec{a}, \vec{\lambda}) = \varphi_0^{\Sigma}(x, y, z; \vec{a}) + \sum_{i=1}^L \lambda_i \varphi_i^{\Sigma}(x, y, z)$ — многочлен стандартного вида — универсальная деформация особенности, $(\lambda_1, \dots, \lambda_L)$ — её коэффициенты, $(a_1, \dots, a_M)$ — функциональные модули, θ — фаза бегущей волны, а Σ — символ особенности (см. таблицу 1), L — коразмерность особенности, M — её модальность. В особой точке, расположенной на границе «свет-тень» геометрических лучей, сливается N_{Σ} ($N_{\Sigma} = N_g + N_e$) лучей. Здесь N_g — соответствует седловым точкам интеграла (7), то есть геометрических лучей, и N_e — седловых точек «сужения» интеграла (7):

$$W_{\pm}^*(\vec{r}, t) \cong \iint_{R^2} g(\xi_1, \xi_2, \eta_a; \vec{r}, t) \exp\{i \tilde{\Phi}_{\pm}(\xi_1, \xi_2, \eta_a; \vec{r}, t)\} d\xi_1 d\xi_2, \quad (9)$$

то есть краевых лучей, причем справедливо соотношение [2,3]: $N_{\Sigma} = M + L + 1$. В таблице 1 приведена начальная классификация краевых катастроф, с распадающимися пространственными и временными частями, для которых справедливо равенство: $N_{\Sigma} = N_g + N_e = N_r \times (N_t + 1)$, где N_t — кратность временной фокусировки, N_r — кратность пространственной фокусировки, N_g — кратность ГО фокусировки, N_e — кратность краевой фокусировки. В окрестности точек совместной пространственно-временной фокусировки равномерная асимптотика представляет собой сумму двух групп специальных функций: группы, содержащей специальную функцию краевой волновой катастрофы (СВК) и её производные по геометрическим коэффициентам λ_j^g ($\dim \vec{\lambda}^g = L_g$) и функциональным модулям a_j^g ($\dim \vec{a}^g = M_g$) универсальной деформации и группы, содержащей специальную функцию сужения на край волновой катастрофы и её производных по краевым коэффициентам λ_j^e ($\dim \vec{\lambda}^e = L_e$) и функциональным модулям a_j^e ($\dim \vec{a}^e = M_e$) [1,2,3]:

$$W_{\pm}(\vec{r}, t) \cong \exp(i\theta) \left\{ \left[l_1^g \Gamma^{\Sigma}(\vec{\lambda}; \vec{a}, \vec{b}, \vec{c}) + \sum_{j=1}^{L_g} l_{j+1}^g \frac{\partial \Gamma^{\Sigma}}{\partial \lambda_j^g} + \sum_{j=1}^{M_g-1} l_{j+L}^g \frac{\partial \Gamma^{\Sigma}}{\partial a_j^g} \right] + \left[l_1^e \Gamma^{\Sigma_e}(\vec{\lambda}, \vec{a}) + \sum_{j=1}^{L_e} l_{j+1}^e \frac{\partial \Gamma^{\Sigma_e}}{\partial \lambda_j^e} + \sum_{j=1}^{M_e} l_{j+L}^e \frac{\partial \Gamma^{\Sigma_e}}{\partial a_j^e} \right] \right\}, \quad (10)$$

причем коэффициенты асимптотических разложений имеют вид асимптотически сходящихся рядов:

$$l_j(\Lambda; \vec{r}, t) = \Lambda^{\sigma_j} \cdot \sum_{k=0}^{+\infty} l_j^{(k)}(\Lambda; \vec{r}, t) = \Lambda^{\sigma_j} \cdot \sum_{k=0}^{+\infty} \frac{1}{\Lambda^k} \tilde{l}_j^{(k)}(\vec{r}, t), \quad (11)$$

где $\Lambda \gg 1$ большой параметр задачи. В формуле (11) решение выражено через специальные функции волновых катастроф (СВК): краевую СВК и её производные и основную СВК сужения. Всякая фокусировка характеризуется особостью [5] σ_1 — показателем степени большого параметра задачи Λ , которому пропорционально значение поля в фокусе системы.

В таблице 1 приведен список краевых трехмерных катастроф коранга 3. В таблице перечислены: типы краевых особенностей — (Σ_g, Σ_e) , соответствующие данным типам фокусировки временная Σ_t и пространственная Σ_r катастрофы, ее коразмерность — L и модальность — M , а также значения особости для краевых пространственно-временных краевых фокусировок различных типов.

Таблица 1. Краевые трёхмерные катастрофы ($\bar{K}=3$)

Символ (Σ_g, Σ_e)	Σ_r	Σ_t	L	M	σ
(D_4, D_4)	D_4	A_1	6	1	1/3
(P_8, D_4)	D_4	A_2	7	4	1/2
(U_{12}, E_6)	E_6	A_2	12	5	7/12

СИМВОЛ (Σ_g, Σ_E)	Σ_r	Σ_t	L	M	σ
$(U_{1,0}, E_7)$	E_7	A_2	13	7	11/8
(U_{16}, E_8)	E_8	A_2	15	8	19/30
$(U_{4n-4}, D_4), n=3m$	D_4	A_{n-1}	$8m-1$	$4m$	$\frac{5}{6} - \frac{1}{n}$
$(U_{4n-4}, D_4), n=3m+1$	D_4	A_{n-1}	$8m+3$	$4m$	$\frac{5}{6} - \frac{1}{n}$
$(U_{4n-4}, D_4), n=3m+2$	D_4	A_{n-1}	$8m+6$	$4m+1$	$\frac{5}{6} - \frac{1}{n}$
$(Q_{m,0}, D_{n+1}), n=3m$	D_{n+1}	A_2	$6m+2$	$3m$	$\frac{4m-1}{6m}$
$(Q_{6m+4}, D_{n+1}), n=3m+1$	D_{n+1}	A_2	$6m+5$	$3m$	$\frac{12m+1}{18m+6}$
$(Q_{6m+6}, D_{n+1}), n=3m+2$	D_{n+1}	A_2	$6m+7$	$3m+1$	$\frac{12m+5}{18m+12}$
(X_9, X_9)	X_9	A_1	10	7	1/2
$(\Xi_{9,2}, X_9)$	X_9	A_2	16	10	2/3

Литература

1. Крюковский А.С., Растягаев Д.В., Вергизаев И.А. Трехмерные пространственно-временные фокусировки волновых полей типа катастроф. // Радиотехника и электроника. 1999. Т. 44. № 4. С. 455 - 462.
2. Крюковский А.С., Лукин Д.С., Палкин Е.А. Краевые и угловые катастрофы в задачах дифракции и распространения волн. Казань: Каз. авиационный институт, 1988. 200 с.
3. Крюковский А.С., Лукин Д.С. Построение равномерной геометрической теории дифракции методами краевых и угловых катастроф. // Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43. № 9. С. 1044 - 1060.
4. Арнольд В.И., Варченко А.Н., Гусейн-Заде С.М. Особенности дифференцируемых отображений. Классификация критических точек каустик и волновых фронтов. М.: Наука, 1982.
5. Арнольд В.И., Варченко А.Н., Гусейн-Заде С.М. Особенности дифференцируемых отображений. Монодромия и асимптотики интегралов. М.: Наука, 1984.

The conditions of formation of wave fields focussings such as the three-dimensional edge catastrophes connected to the process of switching on/off of radio pulses are considered, at presence to spatial and time focussing of radiation in plasma. Classification of the space-time etalon structures corresponding to joint focussings of primary and secondary (diffraction) of ray families of various types, resulting to three-dimensional edge catastrophes of high order and modality is executed. The work is done under support of RFBR (grants # 04-02-16882, 04-07-90247).

ОБ УЧЕТЕ РЕЛЬЕФА ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ХАРАКТЕРИСТИК СИГНАЛОВ ВНЗ

Ойнац А.В., Куркин В.И.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск

Метод возвратно-наклонного зондирования ионосферы (ВНЗ) обусловлен способностью земной поверхности эффективно рассеивать радиоволны декаметрового диапазона в обратном направлении. Мощность и структура принимаемого сигнала зависят от большого числа факторов, в частности от свойств земной поверхности вдоль трассы распространения.

Как свидетельствуют экспериментальные данные, на амплитуду сигналов ВНЗ чрезвычайно сильно влияет форма рельефа земной поверхности. Например, ионограммы ВНЗ, полученные при зондировании в северо-восточном направлении от Иркутска, отличаются от соответствующих ионограмм для западного и северо-западного направлений большей интенсивностью принимаемого сигнала. Такое различие, по видимому, связано с горным типом рельефа местности вдоль трассы распространения сигнала, который приводит к интенсивному рассеянию в обратном направлении. Кроме того, нередко на ионограммах ВНЗ наблюдаются отдельные следы, которые характеризуются слабой частотной зависимостью времени распространения сигналов и нерегулярностью появления их в экспериментах. Такие следы можно трактовать в частности как результат зеркального отражения от "точечных" объектов, находящихся на поверхности земли. В роли таких точечных объектов могут выступать, например, горные хребты с определенным углом склона. В связи с этим возникает проблема моделирования амплитудных характеристик сигналов ВНЗ в случае ярко

выраженного горного рельефа земной поверхности вдоль трассы для правильной интерпретации экспериментальных данных.

В данном докладе исследуется возможность учета горного рельефа земной поверхности при расчете характеристик сигналов ВНЗ в рамках метода нормальных волн. Рассмотрение проводится для случая азимутально-симметричной ионосферы. Согласно интегральной теореме Кирхгофа-Гельмгольца рассеянное поверхностью поле определяется поверхностным интегралом, в который входят падающее поле, функция Грина и их производные по направлению нормали к поверхности. Предполагается, что при наличии неровной рассеивающей поверхности функция Грина в первом приближении мало отличается от соответствующей функции для случая гладкой поверхности. Проводится анализ полученного в рамках указанных приближений выражения для принимаемого сигнала и обсуждается возможность его использования.

Работа выполнена при поддержке гранта НШ-272.2003.05 программы “Ведущие научные школы Российской Федерации”.

Capacity and structure of the backscatter signal depend on the large number of the factors. In particular they depend on geometrical properties of the terrestrial surface along the path of propagation. In the present paper the problem of the surface relief account in backscatter signal modeling is investigated on the base of waveguide approach. The expression for backscatter signal is given and its capabilities are discussed.

ДВУХЧАСТОТНАЯ МОДЕЛЬ РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОДПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ ПОЧВЫ

Шишкова О.А.¹, Хайнсек И.²

¹Институт Радиотехники и Электроники
²DLR, Microwaves and Radar Institute, Germany

Рассеяние низкочастотного излучения от почвы до сих пор недостаточно изучено. В высокочастотном диапазоне, когда проникновение электромагнитных волн сквозь поверхность почвы мало, основной вклад в обратное рассеяние приходится на поверхностное рассеяние. В зависимости от величины диэлектрической проницаемости, низкочастотное излучение способно проникать глубоко в толщу почвы. Таким образом, на рассеяние низкочастотных сигналов влияет как поверхностное, так и подповерхностное рассеяние.

При наличии больших плотных структур под поверхностью почвы (подповерхностные воды, естественные слои почвы различных типов), низкочастотные данные могут быть использованы совместно с высокочастотными для оценки диэлектрических свойств слоев и глубины их расположения. В качестве первого шага для таких оценок была рассмотрена простая двухслойная модель (рис. 1). Слои 1 и 2 имеют различные диэлектрические постоянные ϵ_1 и ϵ_2 . Слои считаются однородными, при этом рассеяние происходит только на шероховатых границах слоев. Благодаря низкой проникающей способности высокочастотного излучения ($\lambda \sim 1$ см) в почве, обратное рассеяние такого сигнала создается главным образом шероховатой поверхностью почва-воздух (S_1). Для низкочастотного излучения ($\lambda \sim 1$ м) граница раздела почва-воздух может считаться плоской. Волна преломляется на этой границе согласно закону Снелла и рассеивается от шероховатой границы S_2 . Следует также принять во внимание ослабление волны в верхнем слое почвы. Для восстановления информации о свойствах почвы из поляризметрических данных РСА в качестве основы была использована модель X-Bragg, развитая в [1]. Алгоритм восстановления данных основан на анализе собственных векторов и значений матрицы когерентности. На первом шаге высокочастотные данные используются для оценки влажности верхнего слоя почвы. На втором шаге эта информация используется для вычисления ослабления в верхнем слое и оценки свойств нижнего слоя и толщины верхнего слоя.

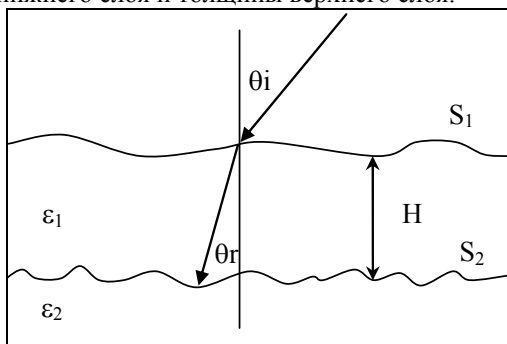


Рис.1. Геометрия задачи

Модель для оценки диэлектрической проницаемости почвы без растительного покрова, при использовании поляризметрических данных РСА была развита в [1]. Там было рассмотрено рассеяние от границы воздух-почва, при этом диэлектрическая проницаемость почвы у поверхности принималась действительной.

Решение, предлагаемое ММВ, дает матрицу рассеяния шероховатой поверхности в форме:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} R_{HH} & 0 \\ 0 & R_{VV} \end{bmatrix},$$

где R_{HH} и R_{VV} – функции угла падения θ и диэлектрической проницаемости почвы ϵ . Матрица когерентности, полученная из этой матрицы рассеяния, имеет ранг 2, т.е. не учитывает деполаризации волны и возникновения кросс-поляризационной компоненты. Посредством вращения матрицы когерентности вокруг луча обзора и последующего усреднения ее элементов по заданному распределению углов, эффект деполаризации может быть учтен. Усредненная матрица когерентности имеет следующий вид:

$$\langle \mathbf{P} \rangle = \begin{bmatrix} C_1 & C_2 \sin(2\beta) & 0 \\ C_2^* \sin(2\beta) & C_3(1 + \sin(4\beta)) & 0 \\ 0 & 0 & C_3(1 - \sin(4\beta)) \end{bmatrix},$$

где $C_1 = |R_{HH} + R_{VV}|^2$, $C_2 = (R_{HH} + R_{VV})(R_{HH} - R_{VV})^*$ и $C_3 = \frac{1}{2}|R_{HH} - R_{VV}|^2$.

Ширина углового распределения β была связана со степенью шероховатости поверхности. Для заданного значения угла падения и диэлектрической проницаемости, значения энтропии (E) и угла α (α -angle), вычисленные из матрицы когерентности, образуют дугу на плоскости (E/α -angle) для диапазона значений β . Процедура восстановления параметров почвы состоит в построении справочной таблицы из значений энтропии и углов α для различных углов падения и диэлектрических постоянных. Используя эту таблицу, для заданной пары (E/α -angle) и угла падения, известного из экспериментальных данных, можно восстановить значение диэлектрической проницаемости и ширины распределения β .

Большая часть почвы в природе имеет диэлектрические потери, т.е. комплексную диэлектрическую проницаемость. Для того, чтобы извлечь комплексные значения диэлектрической проницаемости при процедуре инверсии предлагается использовать взаимосвязи между действительной и мнимой частями проницаемости посредством влажности почвы. Эмпирические зависимости между влажностью почвы и диэлектрической проницаемостью были широко исследованы [2, 3].

Зависимость комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''$ от объемного содержания влаги в почве m_v были взяты из [2, 3]:

$$\epsilon' = \left[1 + \frac{\rho_b}{\rho_s} (\epsilon_s^\alpha) + m_v^{\beta'} \epsilon_{fw}^{\beta''} - m_v \right]^{1/\alpha},$$

$$\epsilon'' = \left[m_v^{\beta'} \epsilon_{fw}^{\beta''} \right]^{1/\alpha}$$

где where $\rho_s = 2.66 \text{ г/см}^3$, $\alpha = 0.65$, β' and β'' – эмпирически определенные константы, зависящие от типа почвы (S , C – массовые доли песка и глины):

$$\beta' = 1.2748 - 0.519S - 0.152C$$

$$\beta'' = 1.33797 - 0.603S - 0.166C$$

ϵ'_{fw} и ϵ''_{fw} – действительная и мнимая части относительной диэлектрической проницаемости воды, задаваемая уравнением дисперсии дебаевского типа, модифицированного для учета эффективной проводимости почвы.

Используя вышеуказанные зависимости между диэлектрической проницаемостью почвы и ее влажностью, модель X-Bragg можно применить для оценки объемной влажности почвы из высокочастотных поляризметрических данных РСА. Рис. 2 воспроизводит диаграмму энтропия/угол α , построенную для значений влажности в диапазоне от 0 до 20% и угла падения 45° .

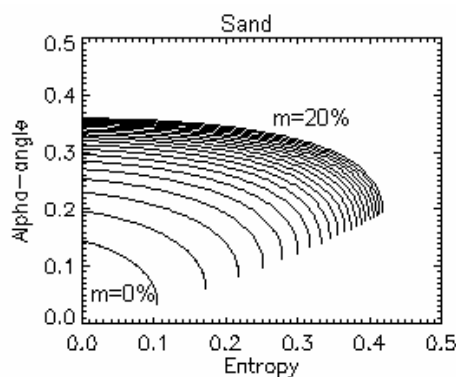


Рис. 2. Диаграмма энтропия/угол α для различных значений влажности

Тот же самый алгоритм можно применить для оценки рассеяния от шероховатой поверхности между двумя диэлектрическими средами. Используя значение диэлектрической проницаемости верхнего слоя, относительную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_r = \epsilon_2 / \epsilon_1$ можно оценить из низкочастотных данных РСА. В этом случае следует принять во внимание преломление волны на плоской границе почвы и воздуха и ослабление в верхнем слое почвы. На Рис. 3 изображена диаграмма энтропия/угол α для значения влажности верхнего слоя 5% и ряда значений влажности нижнего слоя в диапазоне от 30% до 100%. Можно видеть, что чувствительность к изменению влажности нижнего слоя гораздо ниже, чем в случае почва-воздух.

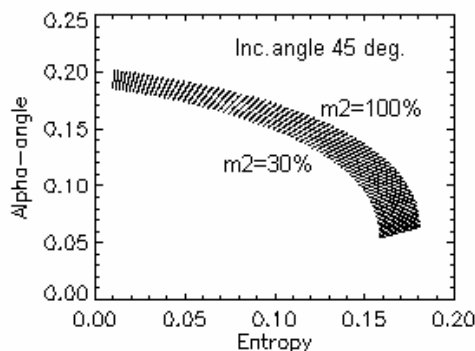


Рис. 3. Диаграмма энтропия/угол α для $m_1=5\%$ и различных значений m_2

Далее представлены результаты анализа экспериментальных данных. Для анализа были доступны поляризметрические данные РСА в L- и P-диапазонах (23 см и 68 см) местечка Аллинг (Германия). Наземные измерения были проведены на пяти незасеянных полях.

Разложение поляризметрических данных на компоненты вектора рассеяния Паули показало следующие результаты. Для L-диапазона наибольший вклад в обратное рассеяние дает компонента $[\text{HH}+\text{VV}]$, соответствующая поверхностному рассеянию.

Такое же разложение для P-диапазона выявило равный вклад $[\text{HH}+\text{VV}]$ и $[\text{HH}-\text{VV}]$ (соответствует отражению от двугранника) компонент, а также увеличение вклада кросс-поляризационной компоненты $[\text{HV}]$ (объемное рассеяние).

После проведения процедуры инверсии, описанной выше, значения влажности верхнего слоя почвы были восстановлены из данных L-диапазона.

Анализ значений энтропии-угла α , вычисленных для пяти полей для данных L- и P-диапазонов показал, что значения энтропии для P-диапазона слегка отличаются от L-диапазона, в то время как значения угла α для P-диапазона лежат значительно выше. В то же время верхний предел применимости модели, задаваемый дугой, соответствующей самому высокому значению влажности при заданном угле падения, лежит ниже для P-диапазона, чем для L (рис. 2,3). Вычисление энтропии и угла α для различных значений влажности верхнего и нижнего слоев показало, что экспериментальные значения угла α выше, чем верхний предел применимости модели.

Литература

1. Hajnsek, E. Pottier, S.R. Cloude, "Inversion of Surface Parameters from Polarimetric SAR", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 41, no. 4, 2003.

2. M.C. Dobson, F.T. Ulaby, M.T. Hallikainen, and M.A. El-Rayes, "Microwave Dielectric Behaviour of Wet Soil, Part II: Dielectric Mixing Models", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. GRS-23, Jan. 1985.
3. N.R. Pepelinski, F.T. Ulaby, M.C. Dobson, "Dielectric Properties of Soils in the 0.3-1.3-GHz Range", *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, vol. 33, no. 3, 1995.
4. B. Kutuza, A. Kalinkivich, O. Shishkova, I. Hajnsek, "Quantitative Estimation of Subsurface Parameters Using Polarimetric C- and VHF-Band SAR Data", *Proceedings of EUSAR 2004, 5th European Conference on Synthetic Aperture Radar, May 25-27, 2004, Ulm, Germany*.

Scattering of low-frequency SAR radiation from subsurface soil volume is not enough investigated until now. In this work an attempt was made to study scattering from large subsurface structures like subsoil water bed or natural layering of different soil types using two-frequency polarimetric SAR data. A model with two soil layers is considered with rough boundary between them and gradient of dielectric constant. Possibility of layers' moisture determination using X-Bragg model for surface scattering is investigated. Analysis of experimental SAR data at L- and P-band in order to validate the model is carried out.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕШЕНИЙ MICROSOFT ДЛЯ РАЗРАБОТКИ ИНФОРМАЦИОННОГО ПОРТАЛА НАУЧНОЙ ОРГАНИЗАЦИИ

Дорохина Т.В.¹, Зайцев И.А.¹, Крюковский А.С.¹, Коломин И.В.¹, Лукин, Д.С.², Растягаев Д.В.¹

¹ Российский новый университет

² Московский физико-технический институт (государственный университет)

Проблема информационного обеспечения работы научных организаций представляется одной из важных задач в современном научном сообществе. Успех многих научных исследований связан с кооперацией ученых различных организаций, регионов и стран. Одним из современных подходов к обмену информацией — использование веб-узлов и порталов, размещенных в сети Интернет. Такой подход позволяет отобразить информацию о научных мероприятиях, тематике исследований, научных достижениях и контактную информацию об отдельных ученых и научных коллективах.

Проект, разрабатываемый авторами — создание российского информационного ресурса, содержащего объединенную информацию по тематике направлений научных исследований Научного совета РАН по комплексной проблеме «Распространение радиоволн» (Радиосовет). Пользователи данной информационной системы объединены общими интересами к тематике радиофизики, распространения радиоволн, теории излучения, приема и дифракции электромагнитных волн, а также прикладных разработок, решаемых при проектировании систем радиосвязи, радиолокации и навигации, мониторинга верхних слоев атмосферы Земли (ионосферы и магнитосферы), дистанционного и поверхностного радиозондирования Земли [1,2]. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 04-07-90249.

Для решения поставленной задачи необходимо рассмотреть ряд подзадач:

1. Создание информационного массива — базы данных, содержащую отобранную и структурированную информацию о направлениях научных разработок, проводимых под эгидой Научного совета РАН по комплексной программе «Распространение радиоволн», о составе научных коллективов по данной тематике, о сотрудниках и научных интересах коллективов, а также об информационных ресурсах в Интернет по тематике Научного совета.

2. Организация доступа к данным информационным ресурсам. Для решения данной задачи разработаны прикладные программные модули: для наполнения таблиц баз данных, обработки интерфейсных форм запросов пользователей и исполнения этих запросов системой. Взаимодействие с информационными базами осуществляется через Web-ресурсы по сетям Интернет и Интранет.

Исследование информационных потоков внутри Научного совета позволило выявить следующие группы данных, необходимых для обеспечения работы: информация о нормативно-правовом обеспечении деятельности Совета, о структуре Совета, об научных организациях, участвующих в деятельности Совета, о персональном составе Совета, его Бюро, региональных отделений Совета, об основных мероприятиях, проводимых Советом и его региональными отделениями.

Следующий аспект информационного описания системы — это лица, участвующие в процессе движения информации, порождающие информационные потоки. Анализ деятельности Научного Совета показал, что в качестве основных групп пользователей информационной системы выступают:

- администратор системы,

- сотрудник (-и), ответственные за наполнение баз данных — Ученый секретарь Совета и руководители региональных отделений,
- пользователи системы — члены Совета и его региональных отделений (просмотр информации, относящейся к деятельности Совета, и доступ к сервисам обмена информацией между членами Совета),
- анонимные пользователи системы (просмотр общедоступной информации о Совете, о его составе, об основных научных мероприятиях, проводимых в рамках Научного совета).

На основе полученной информации определены потребности пользователей в информации, периодичность получения и обработки информации, ее структуры и основных потребителей. Проведенный анализ позволил выделить необходимые реквизиты и их атрибуты для хранения информации. На основе реляционного подхода разработана информационно-логическая модель хранения учетной информации. В рамках разработки информационной системы была выделена постоянная, условно-постоянная и учетная информация. Система включает в себя набор справочников, хранящих постоянную и условно-постоянную информацию. В процессе проектирования разработана структура таблиц базы данных для организации хранения отдельных участков учетной информации. Выработанная логическая модель базы данных послужила основой для создания физической модели данных — совокупность таблиц для хранения информации.

Для взаимодействия пользователей в рамках информационной системы выбрана архитектура двухуровневого «клиент-сервера». Клиентами выступают персональные компьютеры пользователей с установленным программным обеспечением — web-клиентами (браузерами).

Для решения проектной задачи в качестве серверной ЭВМ выступает компьютер с установленным программным обеспечением: операционная система MS Server 2003 (включая Internet Information Server и необходимые серверные расширения — такие как ASP), система управления базами данных — MS SQL Server 2000. На данном сервере также размещаются информационные массивы: базы данных, гипертекстовые страницы, другие документы (рис. 1).

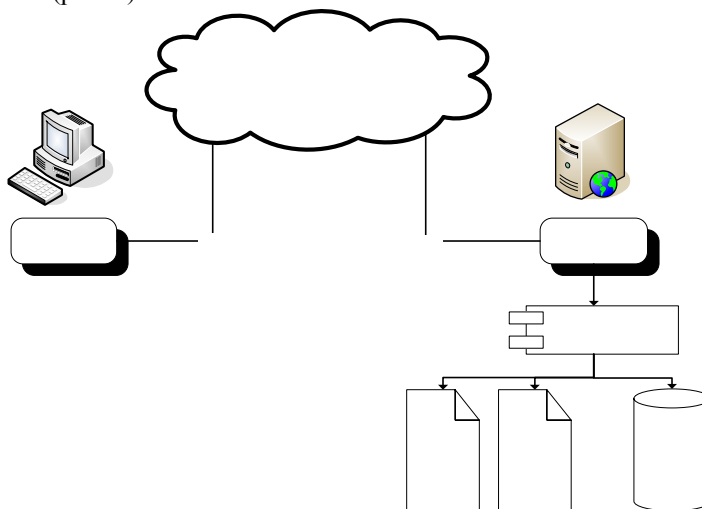


Рис. 1. Архитектура информационной системы Радиосовета.

В качестве серверного программного приложения, обеспечивающего доступ к данным и работу с ними, выступает web-сервер Microsoft Internet Information Server 6.0. Программные модули web-сервера позволяют организовать вывод информации и ее просмотр с помощью стандартных web-клиентов (браузеров) на компьютерах пользователей. Службы SharePoint Services обеспечивают хранения, систематизацию и организацию доступа к документам различного формата.

Интерфейсные формы портала обеспечивают возможность просмотра и редактирования информации, хранящейся в базах данных, различными группами пользователей. Для отображения информации в Интернет используются документы в формате html. Для расширения возможностей по взаимодействию с информационной системой применяется подход, основанный на использовании динамических страниц. Использование различных интерфейсных форм для доступа к одним и тем же базам данных является одним из методов решения задачи разграничения доступа к системе для разных групп пользователей.

В разрабатываемом портале интерфейс пользователя реализован через web-приложения на основе новой технологии ASP.NET (Active Server Pages) [3]. Использование данной технологии позволяет разрабатывать web-приложения, наиболее полно интегрированные с выбранными для разработки настоящей системы web-сервером и СУБД компании Microsoft. Кроме того, технология ASP обладает гибкостью в использовании, позволяет создавать на web-сервере динамические интерактивные страницы. Сценарий ASP выполняется как внутренний процесс сервера. Для организации взаимодействия с сервером баз данных используется тех-

нология ADO (Active Data Objects) — программное расширение технологии ASP, реализованное в web-сервере IIS. Данная технология предназначена для выполнения простого в использовании программного интерфейса с механизмами OLE DB.

Процесс создания динамических страниц с помощью сценариев ASP может быть разделен на несколько этапов (рис. 2):

- браузер запрашивает ASP-страницу с web-сервера;
- ASP-файл загружается в машину обработки сценариев;
- выполняются команды файла сценария на стороне web-сервера;
- загружаются ADO-объекты, которые образуют интерфейс между web-страницами и различными типами источников данных (отдельные файлы, базы данных SQL-сервера);
- вызов баз данных и подстановка информации в web-страницы;
- отправка сгенерированных страниц в браузер клиента.

В качестве среды разработки используется платформа Microsoft .NET, позволяющая эффективно создавать требуемые Web-приложений “с нуля”. Ее очевидное преимущество — заметно лучшая организованность и простота по сравнению с традиционной технологией ASP.

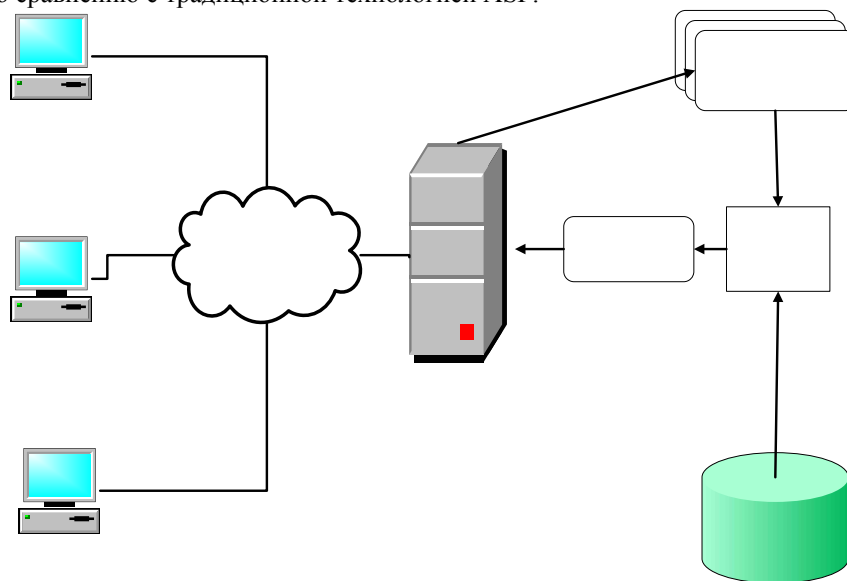


Рис. 2. Формирование динамических страниц с применением ASP-технологии.

В рамках выбранной “клиент–серверной” архитектуры взаимодействия пользователя с информационной системой осуществляется через браузер на персональном компьютере пользователя. Интерфейс пользователя представляет собой набор интерактивных страниц, обрабатываемых на стороне сервера или на стороне клиента. Навигация по отдельным разделам портала выполняется на основе системы “выпадающего” меню, используя отдельные пункты которого пользователь имеет возможность просматривать информацию о деятельности Научного Совета РАН, научных конференциях и семинарах, организациях и лицах, участвующих в деятельности Совета. Вспомогательные подсистемы, такие как поисковая система и система обратной связи, расширяют возможности создаваемой информационной системы.

Литература

1. Т.В. Дорохина, А.С.Крюковский, Д.С. Лукин, Д.В. Растягаев. Информационно-поисковая система Научного Совета РАН по комплексной проблеме «Распространение радиоволн». //Труды Шестого международного симпозиума «Интеллектуальные системы» (INTELS'2004). Россия, Саратов, СГТУ 29.06-02.07.2004. /М.: РУСАКИ, 2004. С. 444-446.
2. Т.В. Дорохина, А.С.Крюковский, Д.С. Лукин, Д.В. Растягаев. Концепция информационно-поисковой системы Научного Совета РАН по комплексной проблеме «Распространение радиоволн». //Тезисы докладов V Межвузовской научной конференции Российского нового университета (Москва, 16-17 апреля 2004). /М.: РосНОУ, 2004, С. 289–291.
3. Т. Коннолли, К. Бегг. Базы данных. Проектирование, реализация и сопровождение. — М.: Издательский дом “Вильямс”. 2003. 1440 с.

The information system — a portal of the scientific organization is developed on the basis of Microsoft decisions. The information portal allows to organize uniform information space within the framework of the scientific

organization. By the example of the project on creation of an information portal of Scientific Council of the Russian Academy of Science on a complex problem "Radiowaves propagation". In the report approaches to use of modern technologies of construction of information systems are considered. As the decision use of client-server architecture is offered. The server platform works under management MS Windows Server 2003 with established as services as IIS and SharePoint Services. As a platform for construction of the information portal Microsoft .NET platform is used.

ВОЗМОЖНОСТИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ В АТМОСФЕРЕ ПРИ НАЛИЧИИ АПРИОРНОЙ МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ

Захаров В.И., Куницын В.Е.

119992, Россия, Москва, МГУ им. М.В.Ломоносова, Физический факультет,
кафедра физики атмосферы, e-mail: atm5571@phys.msu.ru

Основной проблемой при интерпретации радиозатменных экспериментов зондирования атмосферы является наличие неоднородных структур, меньших характерных пространственных масштабов порядка 400-600 км. В работе для уточнения профилей, восстанавливаемых в ходе экспериментов по рефрактометрии атмосферы, рассматриваются способы использования априорной метеорологической информации, получаемой из современных прогностических моделей высокого разрешения. Показаны эффективность такого подхода и результаты его использования на реальных данных ИСЗ CHAMP.

Повышение требований к точности прогнозирования процессов, протекающих в атмосфере, непосредственно связаны с методами получения оперативной информации. В последнее десятилетие активно развиваются методы спутниковой дистанционной диагностики, причем в качестве зондирующих используются высокостабильные сигналы навигационных систем. Одним из таких методов является рефрактометрия атмосферы при проведении радиозатменных (RO) экспериментов. Для этих целей для Арктического региона были разработаны и выведены на орбиты два малых ИСЗ – ODIN и CHAMP, причем получаемые на них RO методом данные для данного региона вообще не имеют альтернатив.

В представленной работе предлагается подход для уточнения реконструкций, полученных в радиозатменных экспериментах с использованием ИСЗ CHAMP. Известно, что основным источником нерегулярных (статистических) ошибок в атмосфере при применении RO метода является наличие метеорологических структур, имеющих различные пространственные градиенты. Именно поэтому предложенный подход заключается в предварительной оценке возможных ошибок реконструкций сигналов в ходе численного эксперимента о распространении зондирующего луча в атмосфере, описываемой региональной моделью для местоположения исследуемого профиля, соответствующего наблюдаемому в радиозатменном эксперименте. Отметим, что ошибки восстановления в численном эксперименте считаются «подобными по поведению» реальным ошибкам.

Предложенная техника была проверена на данных Арктического региона на основе региональной атмосферной модели HIRHAM4 (AWI, Potsdam) в период 2001-2003 г.г. В качестве эталонных высотных профилей метеопараметров и индекса рефракции выбирались профили, измеренные радиозондами (RS-профили), запущенными на различных метеопостах WMO (текущие данные UKMO).

Метод позволяет провести статистическую оценку возможных ошибок восстановления данных в модели HIRHAM4 в зависимости от пространственной области, где расположен восстанавливаемый профиль и использовать их для коррекции CHAMP-данных относительно RS-профилей, считая последние наиболее точными. Приведены результаты коррекции по предложенной методике для высот 3-12 км. Полученные предварительные данные показывают, что предложенная процедура коррекции эффективна более чем в 70% случаев, т.е. уменьшается среднее значение и среднеквадратичное отклонение ошибки в профиле для указанного диапазона высот - т.е. в целом после коррекции профиль CHAMP ближе лежит к профилю с радиозонда, что и являлось целью коррекции.

The basic problem at interpretation of radio occultation experiments in the atmosphere is the presence of inhomogeneous structures, that have smaller than characteristic spatial scales about 400-600 kms. In present work for specification of structures restored during radio occultation experiments in the atmosphere, we considered and used a-priori meteorological information received from modern high spatial resolution models. The efficiency of such approach and results of its using for real CHAMP-satellite data are shown and discussed.

ВЛИЯНИЕ АПРИОРНОЙ ИНФОРМАЦИИ ОБ АТМОСФЕРЕ НА ТОЧНОСТЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ МЕТЕОПАРАМЕТРОВ В РАДИОЗАТМЕННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Куницын В.Е., Захаров В.И., Падохин А.М.

119992, Россия, Москва, МГУ им. М.В. Ломоносова, Физический факультет,
кафедра физики атмосферы, e-mail: atm5571@phys.msu.ru

В работе обсуждаются и сравниваются различные алгоритмы восстановления метеорологических параметров из профилей индекса рефракции, полученных в радиозатменных экспериментах. Проанализировано влияние различной априорной информации – поверхностной температуры, профиля температуры, полного водного содержания – на точности восстановления метеопараметров.

Исследование проводилось с использованием данных модели HIRHAM4 и реальных экспериментальных данных, полученных на ИСЗ CHAMP. Предложен и протестирован алгоритм, использующий априорную информацию об интегральном водном содержании

В связи с развитием современных спутниковых навигационных систем появилась возможность использования их высокостабильных сигналов для зондирования атмосферы. Одним из методов, основанных на использовании этих систем, является радиозатменный или рефрактометрический метод, в котором в качестве первичного параметра обработки получают высотный профиль показателя преломления, несущий информацию об основных метеорологических параметрах. Такие данные крайне важны для Арктического региона (климатообразующего для северного полушария), в связи с трудностями при получении метеорологической информации традиционными способами.

В работе рассмотрено влияние различной априорной информации об атмосфере (приземных значений и профилей температуры, интегрального содержания водяного пара) на точность восстановления метеопараметров в радиозатменных экспериментах. Для тестирования различных методик были взяты данные о профилях и приземных значениях метеопараметров и показателя преломления, получаемых в региональной модели HIRHAM4, а так же данные реальных радиозатменных экспериментов на ИСЗ CHAMP (GFZ – Potsdam).

Необходимость априорной информации об атмосфере обусловлена незамкнутостью системы уравнений для восстановления метеопараметров по данным РЗ экспериментов (связь показателя преломления с давлением, температурой и влажностью, уравнение гидростатического приближения и уравнение состояния). Простейшим способом замыкания данной системы является использование приближения “сухой” атмосферы (предположение об отсутствии водяного пара в атмосфере), применимость которого ограничена регионами с малой влажностью. Общеизвестно, что наличие априорной информации о профиле или приземном значении температуры может улучшить точность восстановления профиля давления по сравнению с приближением “сухой” атмосферы, а также позволяет восстанавливать профиль влажности с ошибкой не более 30% до высот порядка 10 км. Однако, используемые алгоритмы неустойчивы к изменениям априорного профиля температуры, что приводит к неоднозначности определения профиля влажности. Предлагаемый нами метод основан на использовании интегрального содержания водяного пара, полученного из независимых измерений, в том числе и с использованием системы GPS, или по данным региональных моделей атмосферы, в качестве априорной информации, что позволяет уменьшить погрешность восстановления профилей температуры и давления, по сравнению с приближением “сухой” атмосферы. Профиль влажности восстанавливается с точностью не хуже, чем в случае, когда имеется априорная информация о профиле температуры.

Приведены и обсуждаются результаты восстановления метеопараметров при наличии различного рода априорной информации для Арктического региона.

In this work several algorithms for the retrieval of meteorological parameters from atmospheric refractivity profiles, obtained in radio-occultation experiments, are discussed and compared. The influence of various types of a priori information, such as surface temperature, temperature profile and total water content, on the precision of meteorological parameters retrieval was analyzed on the basis of HIRHAM4 model data, and the data, obtained in real radio-occultation experiments on CHAMP satellite. An algorithm of accounting a priori information about total water content was suggested and tested.

ПОГЛОЩЕНИЕ И ИЗЛУЧЕНИЕ ОБЛАКОВ В КОРОТКОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ ДЛИН ВОЛН

Попов М.В.

Московский физико-технический институт (государственный университет)

1. Взаимодействие радиоволн с атмосферными газами и частицами в гидрометеорных образованиях используется для исследования этих образований с помощью решения обратной задачи
2. Облака высокого и среднего яруса, расположенные на высотах от 5 до 11 км, играют важную роль в вопросах, связанных с радиационным балансом земли.
3. Для них имеет место высокая пропускная способность низкочастотного излучения.
4. Это обстоятельство приводит к мысли о целесообразности исследования этого яруса, с помощью диапазона высокочастотного излучения, от 100 ГГц до 300 ГГц.
5. Основной характеристикой взаимодействия высокочастотного излучения взята разность яркостных температур облачной и безоблачной атмосферы при наблюдении в надир.
6. Промоделированы, два случая наблюдения излучения.
7. В случае нисходящего излучения предполагается, что оно измеряется самолётом, летящим под облаком
8. Восходящее излучение может наблюдаться с помощью летательного аппарата, находящегося над облаком.
9. . Получены спектральные зависимости разности яркостных температур облачной и безоблачной атмосферы в направлении зенита и надира
10. Для нисходящего излучения эта величина на частотах от 100 ГГц до 300 ГГц составляет 30 - 180 К, для восходящего излучения соответственно 0 - 10 К.
11. Произведён расчёт изотермических поправок нисходящего излучения на частотах 90 ГГц, 37.5 ГГц, 22.23 ГГц, 13.3 ГГц, для учёта неизотермичности атмосферы в моделях ее теплового радиоизлучения.

ABSORPTION AND RADIATION IN THE CLOUDS OF HIGH AND AVERAGE LAYER IN THE SHORT-WAVE RANGE OF MILLIMETRIC WAVES

Popov M.

Moscow Institute of Physics and Technology (State University)

Considered the problems of absorption and radiation in clouds of high and average layer in the short-wave range of millimetric waves are in this report. That cloud makes an impact on earth-radiation budget. Main aspects of problem analysis of those clouds with help millimetric waves are discussed; results of simulation reverse and upward radiation of atmosphere are presented in the short-wave range of millimetric waves.



МЕТОД ПАССИВНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ КВ РАДИОЛИНИЙ ЛЧМ СИГНАЛОМ

Иванов Д.В., Тиманов Н.Е.

Марийский государственный технический университет

Введение. Развитие методов зондирования ионосферы остается актуальным в настоящее время, как для решения задач повышения надежности дальней радиосвязи, так и для исследования солнечно-земных связей. В последнее время для этих целей широкое применение получили ионозонды с непрерывным ЛЧМ сигналом. Однако приемники ЛЧМ ионозондов существенно отличаются от стандартных, являясь весьма сложными и дорогостоящими устройствами. Вместе с тем, имеется возможность получения в реальном времени информации о состоянии ионосферы с использованием сигналов ЛЧМ ионозондов обычных КВ приемников и персональных компьютеров. Однако для этого необходимо разработать методы и алгоритмы обработки с помощью обычного приемника сложных зондирующих сигналов, а также алгоритмы выделения сигналов на фоне помех, используя лишь возможности компьютера. Целью настоящих исследований является изучение проблемы создания пассивного ЛЧМ ионозонда путем решения задач: выделения элемента зондирующего ЛЧМ сигнала при его обработке методом сжатия во временной области с учетом эффектов его распространения в ионосфере и анализа влияния помех; разработки алгоритма оценки МПЧ зондируемой радиолинии.

Математическое моделирование. Передатчик ЛЧМ ионозонда излучает непрерывный сигнал со скоростью изменения частоты 100 кГц/с в диапазоне частот от 2 до 30 МГц. Пусть приемник пассивного ЛЧМ ионозонда настроен на некоторую рабочую частоту f_p и имеет в полосе пропускания телефонного канала ($B=2.4$ кГц) прямоугольную АЧХ. Такой приемник «вырезает» в принимаемом непрерывном сигнале элемент, являющийся ЛЧМ импульсом с девиацией, равной полосе пропускания приемника, и длительностью 24 мс.

Рассмотрим задачу обеспечения согласованного приема. «Вырезаемый» приемником на рабочей частоте f_p элемент непрерывного сигнала с линейной частотной модуляцией с учетом процедуры сглаживания может быть представлен в виде:

$$a_T(t) = W(t) \cdot \exp[i \cdot \pi \dot{f} t^2] \cdot \exp[i 2 \pi f_p t]. \quad (1)$$

где $W(t) = \exp[-(t^2 / 2T^2)]$ – сглаживающее гауссово временное окно, $\dot{f} = df/dt$ – скорость изменения частоты сигнала, $2T$ – протяженность сглаживающего окна на уровне $e^{-0.5} = 0.607$.

Поскольку база сигнала (1) $D = 2 \dot{f} T^2 \gg 1$, то его спектр можно представить в виде [3]:

$$S_T(f) = \sqrt{\frac{1}{\pi \dot{f}}} \exp\left[-\frac{2(f - f_p)^2}{B^2}\right] \cdot \exp\left[-i \frac{\pi(f - f_p)^2}{2 \dot{f}} + \frac{\pi}{4}\right], \quad (2)$$

где $B = 2 \dot{f} T$ – полоса элемента сигнала.

Из (1) и (2) видно, что гауссову окну во временной области соответствует гауссово окно в частотной области. Сигнал со спектром (2) распространяется в ионосфере, от чего его спектр перемножается с передаточной функцией канала распространения. Последнюю, в силу выполнения условия $B \ll f_p$, можно представить в виде разложения в ряд Тейлора:

$$H(f) \approx \sum_{j=1}^m H_{0j}(f_p) \cdot \exp 2 \pi i \{F_{gj}(t - t_0) + 2 \pi \tau_j (f - f_p)\}, \quad (3)$$

где F_{gj} – доплеровское смещение частоты при распространении по j -ому лучу, τ_j – время группового запаздывания по этому лучу, m – число принимаемых лучей.

Таким образом, сигнал на входе приемника можно представить в виде:

$$\begin{aligned} a_R(t) &= \sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{\infty} S_T(f) H(f) \exp[i 2 \pi f t] df \approx \\ &\approx \sum_{j=1}^m H_{0j}(f_p) \exp[-i \{\varphi_{0j} + 2 \pi (f_p - F_{gj}) t\}] \cdot \exp\left[-\frac{(t - \tau)^2}{2T^2}\right] \cdot \exp[i \pi \dot{f} (t - \tau)^2], \end{aligned} \quad (4)$$

где φ_{0j} – начальная фаза.

Характеристика согласованного фильтра задается формулой:

$$H_\phi(f) = \frac{S_T^*(f)}{S_T(f_p)} = \exp\left[i \frac{\pi(f - f_p)^2}{2 \dot{f}}\right] \quad (5)$$

Сигнал на выходе согласованного фильтра с учетом (4) и (5) равен:

$$\begin{aligned} A(t) &= \sum_{j=1}^m \int_{-\infty}^{\infty} S_R(f) H_\phi(f) \exp[i 2 \pi f t] df \approx \\ &\approx T \sqrt{\pi \dot{f}} \sum_{j=1}^m H_{0j}(f_p) \exp[-i (\varphi_{0j} - (f_p - F_{gj}) t)] \cdot \exp\left[-\frac{\pi^2 B^2}{8} (t - \tau)^2\right] \end{aligned} \quad (6)$$

При заданных параметрах элемента зондирующего ЛЧМ сигнала длительность пика для j -ого луча на уровне 0.61 составит 0.66 мс. При этом скачковые моды не разрешаются по задержке и интерферируют. Это будет приводить к замираниям во времени, которые эквивалентны действию мультипликативного шума.

Формула (6) получена в предположении гауссова сглаживающего окна, заданного на неограниченном

интервале. Однако в действительности сглаживающие окна являются усеченными, что приводит к появлению корреляционных шумов. Исследовалось влияние вида окна на уровень корреляционных шумов при сглаживании как во временной, так и спектральной областях с использованием функций [4]: Блэкмана-Хэрриса; Хэмминга; Ханна. Анализировались: максимальная амплитуда, уровни корреляционных шумов и длительность сжатого сигнала. Результаты анализа сведены в таблицу 1.

Таблица 1. Уровни корреляционных шумов и длительности пиков луча на уровне 0.607 при использовании сглаживающих окон

Сглаживающее окно	Уровень корреляционных шумов, дБ		Длительность пика j -ого луча на уровне 0.61, мс	
	Спектральная область	Временная область	Спектральная область	Временная область
Хэмминг	-39.602	-50.033	0.92	0.87
Ханн	-39.387	-46.439	0.99	0.93
Блэкман-Хэррис	-38.540	-83.391	1.18	1.09
Гаусс	-39.959	-55.555	0.90	0.84

Видно, что эффективность сглаживания во временной области выше чем в частотной, если требуемый уровень корреляционных шумов не должен превышать 40 дБ. Расширение основного лепестка приводит к ухудшению инструментальной разрешающей способности ионизонда и уменьшению пиковой мощности сжатого сигнала, а при наличии флуктуационных шумов – к уменьшению отношения сигнал/шум.

В этой связи рассматривалась задача выделения сжатого сигнала на фоне комплекса помех, которые аддитивно и мультипликативно добавляются к сигналу на входе приемника. Мультипликативная помеха связывалась с многолучевым характером приема сигнала. Задача построения и анализа аппроксимирующей модели распределений для смеси требовала изучения зависимости СКО для нее от отношения $h_j = S_j/N$ - сигнал/шум. Последняя рассматривалась на основе экспериментальных данных $\sigma(h_j)$ с позиции минимизации

функционала $\min_{\sigma \in T_{S/N}} J(\sigma)$ (где T_h – множество функций, непрерывно дифференцируемых на отрезке $[\min(h_j), \max(h_j)]$). В результате были построены аппроксимирующие модели для СКО смеси σ (7) и СКО шума σ_N (8) в виде:

$$\sigma(h) = -5.56 \cdot 10^{-4} \cdot h^3 + 0.317 \cdot h^2 - 4.465 \cdot h + 25.209 \quad , \quad (7)$$

$$\sigma_N(h) = -4.86 \cdot 10^{-4} \cdot h^3 + 0.021 \cdot h^2 - 0.31 \cdot h + 2.859 \quad , \quad (8)$$

и величины L_{A-N} между максимумами распределений шума и смеси «сигнал+шум»:

$$\sigma(h) = 0.042 \cdot h^2 + 0.036 \cdot h - 1.242 \quad (9)$$

Полученные результаты позволили сформулировать алгоритм оптимального обнаружения зондирующего сигнала на фоне комплекса шумов.

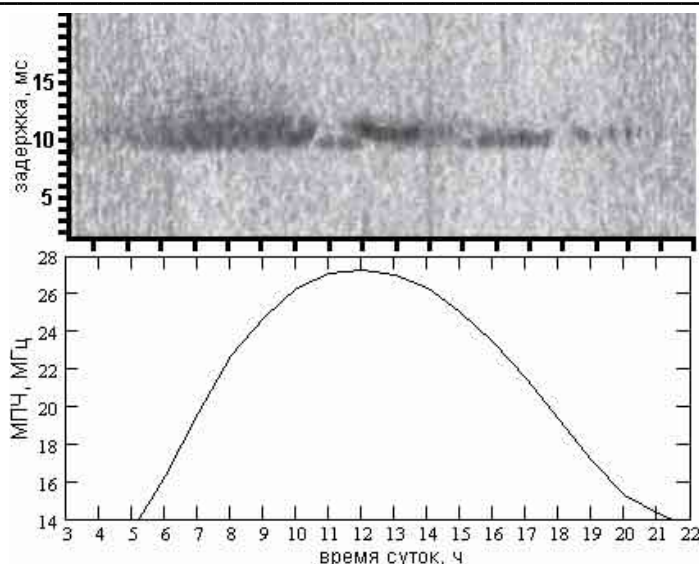


Рис. 1. Радиолиния Инскип – Йошкар-Ола: принятый сигнал (вверху) и рассчитанный суточный ход МПЧ (внизу)

Алгоритм определения МПЧ. Оценка по результатам зондирования суточного хода МПЧ радиолинии является одной из главных задач пассивного ЛЧМ ионозонда. Предложенный алгоритм основан на применении метода коррекции модели ионосферы в определенные моменты времени суток. Так, если пассивный ЛЧМ ионозонд синхронизирован с выделенным передатчиком мировой сети ЛЧМ ионозондов, а приемник настроен на некоторую выбранную из диапазона ($\min \text{МПЧ}$, $\max \text{МПЧ}$) рабочую частоту, то имеется возможность регистрировать суточный ход (СХ) амплитуды принимаемого сигнала, определяя время радиовосхода и радиозахода. Пример такого случая для радиолинии Инскип (Англия) – Йошкар-Ола протяженностью 3166 км приведен на рис. 1, где отчетливо видны значения времени, когда рабочая частота, равная 14 МГц, сравнивается с МПЧ радиолинии. В эти моменты времени модель ионосферы, путем вариаций ее внешнего параметра – солнечной активности, подстраивалась к экспериментальным значениям МПЧ. Для выявления оптимальных моментов времени суток для редкой подстройки модели исследовался суточный ход (СХ) СКО остаточной компоненты МПЧ. Определены моменты глобальных минимумов для СКО остаточной компоненты: $T = 4$ часа и $T = 21$ час, выделенной путем пятидневного медианного усреднения, для которых ошибки прогнозирования МПЧ на 2–5% ниже, чем при коррекции в другое время.

Выводы. Предложен метод пассивного зондирования КВ радиолиний ЛЧМ сигналом, требующий для своей реализации минимальных аппаратных затрат и позволяющий определять суточный ход МПЧ зондируемой радиолинии. Предложен и апробирован алгоритм оценки СХ МПЧ с помощью пассивного ЛЧМ ионозонда.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 05-07-90313 и 04-05-65120).

Литература

1. Иванов В.А., Иванов Д.В., Тиманов Н.Е. Пассивный ЛЧМ-ионозонд. // Труды VII Конференции молодых ученых "Взаимодействие полей и излучения с веществом", БШФФ 2004. Изд-во ИСЗФ СО РАН, Иркутск, 2004., С. 75–78