

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО СПЕКТРА НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ТРОПОСФЕРЫ ПО КОРРЕЛЯЦИОННЫМ ФУНКЦИЯМ АМПЛИТУДНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ

Г. А. Алексеев, М. В. Белоброва

*Институт радиопроизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины
12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина
E-mail: ire@ire.kharkov.ua*

Предложен метод численного решения обратной задачи радиопросвечивания турбулентной, стохастически неоднородной тропосферы плоской радиоволной. Метод позволяет восстановить пространственный спектр неоднородностей тропосферы по корреляционным функциям амплитудных флуктуаций радиосигнала геостационарного спутника или по соответствующим энергетическим спектрам. Алгоритм решения основан на переходе к интегральному уравнению с самосопряженным оператором и применении метода α -регуляризации. Показано, что при оптимальных значениях параметра регуляризации пространственный спектр может быть восстановлен для различных моделей тропосферы. Алгоритм решения использован для восстановления пространственного спектра неоднородностей по экспериментальным частотным спектрам амплитудных флуктуаций радиосигнала. Ил. 10. Библиогр.: 14 назв.

Ключевые слова: тропосфера, радиопросвечивание, обратная задача, пространственный спектр неоднородностей, корреляционная функция, α -регуляризация, частотный спектр, амплитудные флуктуации радиосигнала.

Проблема дистанционной диагностики стохастически неоднородной тропосферы представляет существенный интерес. Библиография, представленная в работах [1–6], отражает разнообразие прямых и обратных задач, решаемых методом радиопросвечивания. Существенное внимание уделено, в частности, затменному методу радиопросвечивания атмосферы Земли спутниковыми УКВ-сигналами [2, 5]. Обнаружение этим методом квазипериодических, обусловленных действием гравитационных волн, колебаний в высотном температурном профиле подтверждает актуальность спектрального анализа параметров статистически неоднородной атмосферы Земли [7]. В работе проведено исследование возможностей восстановления пространственного спектра неоднородностей по частотным спектрам амплитудных флуктуаций радиосигнала 3-см диапазона, излучаемого источником, который расположен на геостационарном искусственном спутнике Земли (ИСЗ).

1. Постановка задачи. В задачах дистанционного зондирования турбулентной атмосферы методом радиопросвечивания пространственный спектр неоднородностей обычно предполагается заданным и соответствующим, как правило, колмогоровскому. Однако многообразие гидрометеосостояний тропосферы связано в первую очередь с изменением пространственного спектра неоднородностей, и поэтому задача нахождения спектра неоднородностей методом радиопросвечивания является достаточно актуальной. В работе показано, что он может быть восстановлен по спектральным характеристикам радиосигнала, принимаемого приземной антенной.

Применительно к задаче радиопросвечивания, решаемой экспериментально с помощью источника, расположенного на геостационарном

спутнике на расстоянии около 36000 км от приемника, в работе не учитывается влияние верхних слоев атмосферы. Рассматривается задача возмущения параметров плоской волны 10-км слоем тропосферы. Такое приближение при интерпретации эксперимента [8, 9] вполне допустимо в силу расположения рассеивающей области тропосферы в зоне Фраунгофера источника. Длина радиотрассы L при расположении источника под углом места $\alpha \sim 29^\circ$ составляет около 20 км, т. е. измерения статистических параметров плоской волны с $\lambda = 3$ см осуществляются приемниками в плоскости $z = L$ турбулентной, стохастически неоднородной среды. В качестве источника информации для решения задачи диагностики состояния тропосферы (обратной задачи радиопросвечивания) могут быть использованы поперечные пространственно-временные корреляционные функции амплитудных флуктуаций радиосигнала в точке приема.

Двумерный пространственный спектр неоднородностей $\Phi_n(\xi, \eta)$ слабо возмущенной локально-однородной стационарной турбулентной тропосферы в рамках метода плавных возмущений связан с параметрами электромагнитной волны двумерными интегральными соотношениями [10, 11]

$$B(\rho, \tau) = B(\rho - v\tau) = \frac{32\pi^4}{\lambda^3} \times \int_0^1 \int_0^1 \xi \Phi_n(\eta, \xi) J_0(\xi |\rho - v\tau|) g(\eta, \xi) d\eta d\xi, \quad (1)$$

где $\xi = 2\pi\sqrt{\lambda L} / l$ – безразмерное волновое число пространственной гармоник; l – размер неоднородности; $\eta = z / L$ – нормированное расстояние от источника ($0 \leq \eta \leq 1$); ρ – пространствен-

ный разнос приемников, нормированный на размер зоны Френеля $\sqrt{\lambda L}$; τ – временная сдвигка измерений, нормированная на время пересечения зоны Френеля неоднородностью $\sqrt{\lambda L}/V_0$; J_0 – функция Бесселя; $\nu = V(\eta)/V_0$ – нормированная поперечная скорость переноса неоднородностей; $g(\eta, \aleph) = \sin^2\left(\frac{(1-\eta)\aleph^2}{4\pi}\right)$ – весовая функция.

Скорость поперечного переноса неоднородностей $V(\eta)$ в работе предполагается постоянной величиной, равной $V_0 = V(\eta = 1)$, т. е. $\nu = 1$.

В соотношении (1) используется гипотеза «замороженности» с заданной (постоянной) по всей трассе радиопросвечивания скоростью переноса неоднородностей в направлении, поперечном относительно радиолуча. В качестве отклика динамической системы могут быть использованы либо поперечные пространственные корреляционные функции $B(\rho)$, рассчитанные по измерениям в разнесенных точках в один момент времени ($\tau = 0$), либо автокорреляционные функции $B(\tau)$, рассчитанные по измерениям в одной точке пространства ($\rho = 0$) в разные моменты времени. Именно эта модель измерений будет принята в работе.

2. Метод решения. Предполагая известным дистанционное распределение структурной характеристики флуктуаций коэффициента преломления $C_n^2(\eta)$, двумерные интегральные соотношения, связывающие пространственный спектр неоднородностей и корреляционные функции флуктуаций сигнала, можно свести к одномерным интегральным уравнениям относительно профиля пространственного спектра неоднородностей $f_\Phi(\aleph)$.

Используя представление двумерного спектра $\Phi_n(\aleph, \eta)$ в виде

$$\begin{aligned} \Phi_n(\aleph, \eta) &= 0,033C_n^2(\eta)f_\Phi(\aleph/\sqrt{\lambda L}) = \\ &= 0,033C_n^2(\eta)\gamma(\sqrt{\lambda L})f_\Phi(\aleph), \end{aligned} \quad (2)$$

где $f_\Phi(\aleph)$ – неизвестная безразмерная функция, $\gamma(\sqrt{\lambda L})$ – нормировочная константа, определяемая моделью искомого профиля, и полагая

$$C_n^2(\eta) = C_{n0}^2 f_C(\eta),$$

где C_{n0}^2 – «приземное» значение структурной характеристики, которое может быть определено из метеорологических измерений, и $f_C(\eta) = e^{-b(1-\eta)}$, $b = 1,25$ для случая стандартной тропосферы при постоянной скорости поперечного переноса неоднородностей, для одномерных автокорреляционных функций получим

$$B(\tau) = c \int_0^\infty K(\tau, \aleph) F_\Phi(\aleph) d\aleph, \quad (3)$$

где $c = 32\pi^4 0,033C_{n0}^2 \gamma(\sqrt{\lambda L}) / \lambda^3$;

$$F_\Phi(\aleph) = \aleph f_\Phi(\aleph); \quad (4)$$

$$\begin{aligned} K(\tau, \aleph) &= J_0(\aleph \tau) \int_0^1 f_C(\eta) g(\eta, \aleph) d\eta = \\ &= J_0(\aleph \tau) \int_0^1 \exp(-b(1-\eta)) g(\eta, \aleph) d\eta. \end{aligned} \quad (5)$$

Соотношение (5) можно представить в аналитическом виде

$$K(\tau, \aleph) = J_0(\aleph \tau) G(\aleph), \quad (6)$$

где

$$G(\aleph) = \frac{1-e^{-b}}{b} - \frac{b - be^{-b} \cos \frac{\aleph^2}{2\pi} + e^{-b} \frac{\aleph^2}{2\pi} \sin \frac{\aleph^2}{2\pi}}{b^2 + \left(\frac{\aleph^2}{2\pi}\right)^2}.$$

Соотношение (3) с ядром (6) является одномерным линейным интегральным уравнением Фредгольма I рода относительно неизвестной функции $F_\Phi(\aleph)$, связанной соотношением (4) с искомой функцией $f_\Phi(\aleph)$, являющейся частотным профилем пространственного спектра $\Phi_n(\aleph, \eta)$. Переменная \aleph с целью улучшения фильтрующих свойств ядра была исключена из последнего.

Безразмерное ядро $K(\tau, \aleph)$ интегрального уравнения (1) представлено на рис. 1 при заданных значениях аргумента $\tau = 0$ – кривая I; $\tau = 0,5$ – кривая II; $\tau = 1,0$ – кривая III; $\tau = 1,5$ – кривая IV.

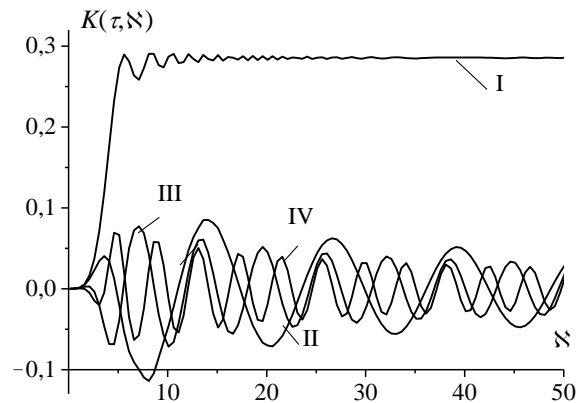


Рис. 1. Ядро интегрального уравнения (3)

Задача решения уравнения (3) является некорректной. Приближенное численное решение уравнения требует применения методов регуляризации [12].

Решение обратной задачи – задачи восстановления функции $F_\Phi(\aleph)$ по корреляционным функциям $B(\tau)$ или по соответствующим частотным энергетическим спектрам $S(f)$ – будем производить методом α -регуляризации. Получение единственного решения возможно при переходе к самосопряженному положительно определенному симметричному ядру [13, 14]. Применяя к обеим частям уравнения (2) оператор $\int_{\tau_1}^{\tau_2} K^*(\tau, \aleph_1) d\tau$ с областью значений $L_2([\tau_1, \tau_2])$ и ядром

$$K^*(\tau, \aleph_1) = J_0(\aleph_1 \tau) \int_0^1 f_c(\eta) g(\eta, \aleph_1) d\eta, \quad (7)$$

получим интегральное уравнение

$$c \int_0^{\aleph_{\max}} A(\aleph, \aleph_1) F_\Phi(\aleph) d\aleph = \Psi(\aleph_1) \quad (8)$$

с самосопряженным симметричным положительно определенным ядром

$$A(\aleph, \aleph_1) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} K(\tau, \aleph) K^*(\tau, \aleph_1) d\tau, \quad (9)$$

которое по аналогии с (6) можно представить в следующем виде:

$$A(\aleph, \aleph_1) = G(\aleph) G(\aleph_1) \int_{\tau_1}^{\tau_2} J_0(\aleph \tau) J_0(\aleph_1 \tau) d\tau, \quad (10)$$

и функцией отклика на входной сигнал

$$\Psi(\aleph_1) = \int_{\tau_1}^{\tau_2} K^*(\tau, \aleph_1) B(\tau) d\tau. \quad (11)$$

Фильтрующая спектральная функция $A(\aleph, \aleph_1)$ представлена на рис. 2 при $\aleph_1 = 1,0$ сплошными кривыми при различных интервалах интегрирования: $[\tau_1; \tau_2] = [0; 0,5]$ – кривая I, $[\tau_1; \tau_2] = [0; 1,0]$ – кривая II; $[\tau_1; \tau_2] = [0; 2,0]$ – кривая III; $[\tau_1; \tau_2] = [0; 3,0]$ – кривая IV; штриховыми линиями приведены аналогичные зависимости для $\aleph_1 = 0,5$.

Приближенное решение уравнения (8) методом α -регуляризации предполагает переход к уравнению Фредгольма II рода

$$\alpha F_\Phi(\aleph_1) + c \int_0^{\aleph_{\max}} A(\aleph, \aleph_1) F_\Phi(\aleph) d\aleph = \Psi(\aleph_1), \quad (12)$$

$$0 \leq \aleph_1 \leq \aleph_{\max},$$

где α – параметр регуляризации, учитывающий нормировку на константу c ; $\aleph_{\max} = \sqrt{\lambda L} 2\pi / l_{\min}$ – параметр, определяемый минимальным размером l_{\min} неоднородностей.

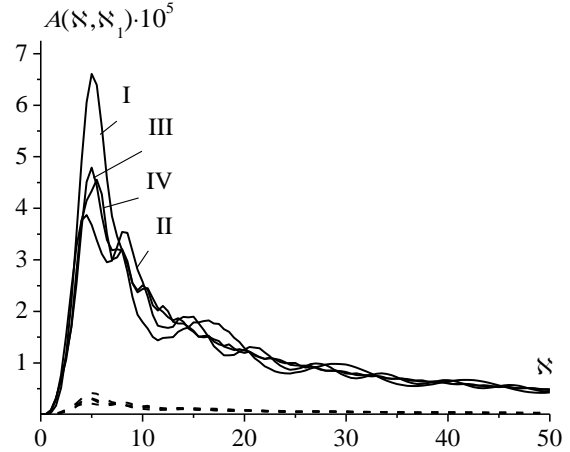


Рис. 2. Фильтрующая спектральная ядерная функция

Решение уравнения (12), как известно [12], единственно и устойчиво к малым по норме $L_2([0, 1])$ возмущениям правой части ($\|\Psi - \Psi_\delta\| \leq \delta$) так, что при $\delta \rightarrow 0$ и $\delta / \alpha(\delta) \rightarrow 0$ оно сходится по норме $L_2([0, 1])$ к точному (нормальному) решению $F_\Phi(\aleph)$ уравнения (8). Это решение может быть получено численными методами без принципиальных трудностей. Решение $F_{\Phi\alpha}(\aleph)$ уравнения (12), являющееся приближенным (регуляризованным) решением уравнения (8), мы искали на равномерной сетке узлов при аппроксимации интегрального оператора конечномерным по формуле трапеций.

В работе использовались следующие модели стохастически неоднородной среды:

– гауссовы модели (в этом случае $\gamma(\sqrt{\lambda L}) = 1$)

$$f_\Phi(\aleph) = e^{-\beta(\aleph - \aleph_0)^2} \quad (13, a)$$

с параметрами:

$$\beta = 0,1, \quad \aleph_0 = 15;$$

$$\beta = 0,01, \quad \aleph_0 = 25;$$

$$\beta = 0,1, \quad \aleph_0 = 35;$$

$$\beta = 10, \quad \aleph_0 = 2; 5; 10; 15; 20; 25; 30; 35; 40 \text{ или}$$

$$f_\Phi(\aleph) = e^{-\beta_1(\aleph - \aleph_{01})^2} + e^{-\beta_2(\aleph - \aleph_{02})^2} \quad (13, б)$$

с параметрами:

$$\beta_1 = \beta_2 = 0,1, \quad \aleph_{01} = 15, \quad \aleph_{02} = 30,$$

$$\beta_1 = \beta_2 = 0,1, \quad \aleph_{01} = 5, \quad \aleph_{02} = 20;$$

– колмогоровские модели ($\gamma(\sqrt{\lambda L}) = (\sqrt{\lambda L})^{11/3}$)

$$f_\Phi(\aleph) = \aleph^{-11/3}, \quad \aleph_{\min} \leq \aleph \leq \aleph_{\max} \quad (14)$$

с параметрами:

$$\aleph_{\min} = 10, \quad \aleph_{\max} = 20;$$

$$\aleph_{\min} = 15, \quad \aleph_{\max} = 35;$$

$$\aleph_{\min} = 30, \quad \aleph_{\max} = 40;$$

– кармановские модели ($\gamma(\sqrt{\lambda L}) = (\sqrt{\lambda L})^{11/3}$)

$$f_{\Phi}(\mathfrak{N}) = (\mathfrak{N}^2 + \mathfrak{N}_{\min}^2)^{-11/6} \exp(-\mathfrak{N}^2 / \mathfrak{N}_{\max}^2), \quad (15)$$

$$0 \leq \mathfrak{N} \leq \mathfrak{N}_{\max}$$

с параметрами:

$$\mathfrak{N}_{\min} = 10, \quad \mathfrak{N}_{\max} = 20;$$

$$\mathfrak{N}_{\min} = 20, \quad \mathfrak{N}_{\max} = 40;$$

$$\mathfrak{N}_{\min} = 30, \quad \mathfrak{N}_{\max} = 40,$$

где $\mathfrak{N}_{\min} = \sqrt{\lambda L} 2\pi / l_{\max}$ – параметр, ограничивающий интенсивность пространственного спектра наличием крупных неоднородностей размером не более l_{\max} .

Целью работы является исследование возможности восстановления пространственных спектров неоднородной турбулентной тропосферы по поперечным пространственным корреляционным функциям или частотным спектрам амплитудных флуктуаций. Постановка и решение такой обратной задачи является актуальной в связи с необходимостью диагностики естественных состояний тропосферы и обнаружения антропогенных состояний.

Выбор моделей (13, а)–(15) пространственных спектров определялся разнообразием состояний стохастически неоднородной тропосферы. Гауссовы модели описывают, как правило, узкие пространственные спектры или сложные спектры, имеющие локальные максимумы, кармановские модели – широкие. Необходимо отметить, что предложенные гауссовы и колмогоровские модели не соответствуют известным физическим моделям спектров – «экспоненциальной» модели Букера-Гордона, «гауссовой», основанной на гауссовом представлении корреляционной функции, и степенной колмогоровской модели [11]. Использование таких моделей допустимо, поскольку описание спектров в энергетическом интервале, зависящее от конкретного механизма образования турбулентности, до настоящего времени отсутствует.

Типичные характеристики прямой задачи радиопросвечивания представлены для моделей (13, а) на рис. 3, а: $\beta = 0,1$, $\mathfrak{N}_0 = 15$, – кривая I; $\beta = 0,01$, $\mathfrak{N}_0 = 25$ – кривая II; $\beta = 0,1$, $\mathfrak{N}_0 = 35$ – кривая III; для моделей (14) – на рис. 3, б: $\mathfrak{N}_{\min} = 10$, $\mathfrak{N}_{\max} = 20$ – кривая I; $\mathfrak{N}_{\min} = 15$, $\mathfrak{N}_{\max} = 35$ – кривая II; $\mathfrak{N}_{\min} = 30$, $\mathfrak{N}_{\max} = 40$ – кривая III; для моделей (15) на рис. 3, в: $\mathfrak{N}_{\min} = 10$, $\mathfrak{N}_{\max} = 20$ – кривая I; $\mathfrak{N}_{\min} = 20$, $\mathfrak{N}_{\max} = 40$ – кривая II; $\mathfrak{N}_{\min} = 30$, $\mathfrak{N}_{\max} = 40$ – кривая III.

Они отражают эффект влияния на форму корреляционных функций $B(\tau)$ ширины и местоположения пространственного спектра. Из рисунков видно, что смещение спектра в высокочас-

тотную область сопровождается сужением корреляционной функции.

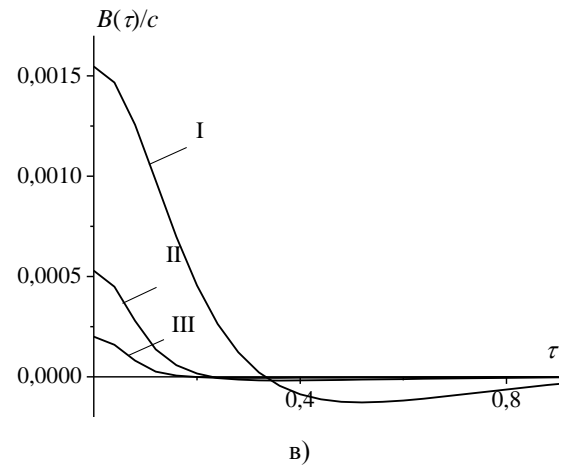
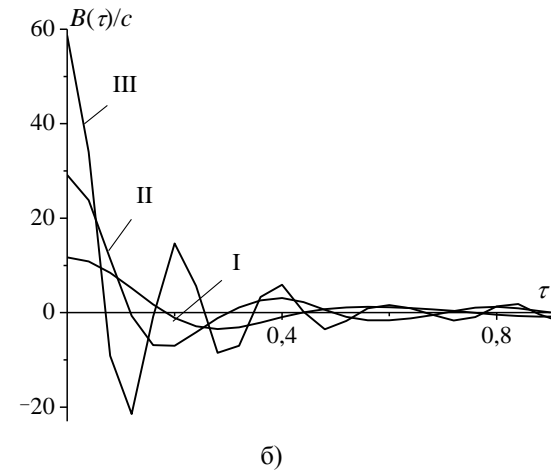
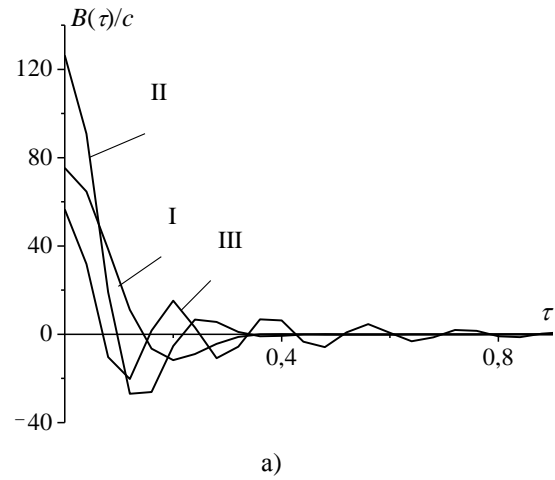


Рис. 3. Автокорреляционные функции амплитудных флуктуаций для моделей (13, а)–(15)

Частотные спектры радиосигналов $S(f)$, рассчитанные по корреляционным функциям рис. 3, а, б, в, при условии $V_0 = 20$ м/с, а

$\sqrt{\lambda L} = 25$ м представлены соответственно на рис. 4, а, б, в.

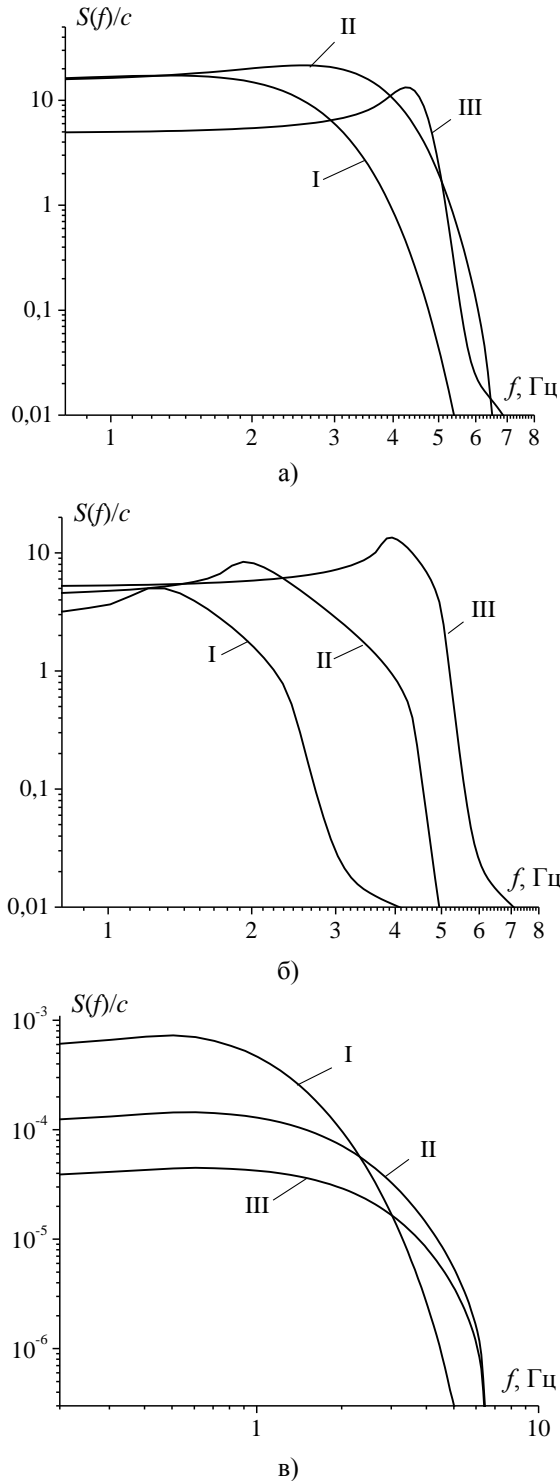


Рис. 4. Частотные спектры амплитудных флуктуаций для моделей (13, а)–(15)

Видно, что широким пространственным спектрам соответствуют протяженные гладкие частотные спектры. Узкие пространственные спек-

тры вызывают в частотных спектрах амплитудных флуктуаций появление локальных максимумов.

3. Восстановление модельных спектров.

Особенностью поставленной обратной задачи является существенная зависимость характеристик регуляризующего алгоритма от параметров и характеристик искомого пространственного спектра, в первую очередь – от местоположения узкополосного спектра на оси пространственных частот, что характерно для антропогенных процессов.

Целью данного раздела является численный анализ регуляризующего алгоритма методом моделирования и, соответственно, определение оптимальных значений параметра регуляризации, обеспечивающих эффективное восстановление.

Результаты анализа характеристик регуляризующего алгоритма в зависимости от местоположения модельного спектра с использованием гауссовых моделей (13, а) отражены на рис. 5 для случая $\beta = 10$ (сплошные кривые – модельные спектры $f_{\Phi}(\aleph)$, штриховые – восстановленные $f_{\Phi_{\alpha}}(\aleph)$).

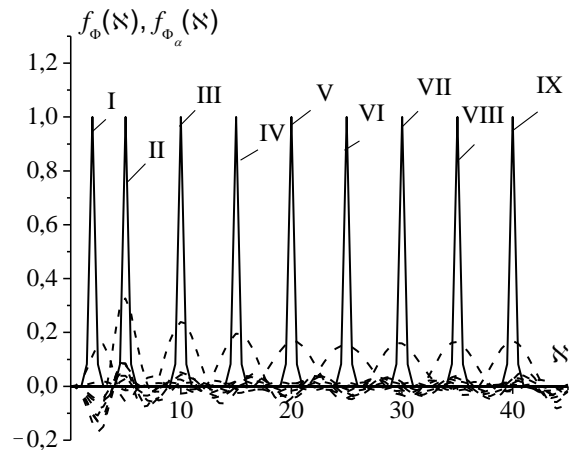


Рис. 5. Результаты восстановления узкого гауссового пространственного спектра при $\alpha = \alpha_{opt}$

Оптимальное значение параметра регуляризации при восстановлении модельных спектров, соответствующих узкополосным гауссовым процессам, находили методом подбора по минимуму дифференциальной ошибки восстановления максимума спектра. Цифровые обозначения кривых соответствуют следующим параметрам задачи: $\aleph_0 = 2$, $\alpha_{opt} = 2,1 \cdot 10^{-6}$ – кривая I; $\aleph_0 = 5$, $\alpha_{opt} = 0,6 \cdot 10^{-4}$ – кривая II; $\aleph_0 = 10$, $\alpha_{opt} = 0,6 \cdot 10^{-4}$ – кривая III; $\aleph_0 = 15$, $\alpha_{opt} = 1,2 \cdot 10^{-4}$ – кривая IV; $\aleph_0 = 20$, $\alpha_{opt} = 2,0 \cdot 10^{-4}$ – кривая V; $\aleph_0 = 25$, $\aleph_0 = 30$,

$\alpha_{opt} = 3,0 \cdot 10^{-4}$ – кривая VI; $\alpha_{opt} = 4,5 \cdot 10^{-4}$ – кривая VII; $\aleph_0 = 35$, $\alpha_{opt} = 6,0 \cdot 10^{-4}$ – кривая VIII; $\aleph_0 = 40$, $\alpha_{opt} = 6,1 \cdot 10^{-4}$ – кривая IX.

Из рисунка видно, что эффективность восстановления спектра и значение α_{opt} существенно зависят от положения максимума спектра. Смещение спектра в высокочастотную область приводит к увеличению значения α_{opt} на порядок и ухудшению восстановления максимума. Численный эксперимент показал, что изменение положения \aleph_0 модельного спектра от 20 до 40 сопровождается изменением α_{opt} от $2 \cdot 10^{-4}$ до $6,1 \cdot 10^{-4}$ при одинаковом качестве восстановления модельного спектра. Из рисунка видно, что для эффективного восстановления узких «низкочастотных» спектров ($5 < \aleph_0 < 20$) можно рекомендовать значение параметра $\alpha \approx 10^{-4}$. Восстановление более «низкочастотных» спектров ($\aleph_0 < 5$) практически невозможно.

Таким образом, восстановление узкополосных пространственных спектров за счет оптимального выбора параметра регуляризации требует априорного знания местоположения спектра на оси пространственных частот. Но даже знание α_{opt} не приводит к эффективному восстановлению таких спектров, позволяя надежно определить только положение максимума спектра.

Зависимость α_{opt} от местоположения узкого спектра наглядно проявляется при восстановлении двугорбого спектра. На рис. 6 представлены результаты восстановления модельного гауссового спектра (13, б) с параметрами:

$\beta_1 = \beta_2 = 0,1$, $\aleph_{01} = 5$; $\aleph_{02} = 20$ при $\alpha_{opt} = 7 \cdot 10^{-3}$ – кривые I; $\beta_1 = \beta_2 = 0,1$, $\aleph_{01} = 15$; $\aleph_{02} = 30$ при $\alpha_{opt} = 8,4 \cdot 10^{-4}$ – кривые II. Сплошные кривые – модельные спектры $f_\Phi(\aleph)$, штриховые – восстановленные $f_{\Phi_\alpha}(\aleph)$.

Видно, что при выбранном «оптимальном» значении α одновременное эффективное восстановление разнесенных максимумов невозможно. Следовательно, также невозможно эффективное восстановление широкополосных спектров на всем интервале их задания, основанное на выборе параметра регуляризации по дифференциальной ошибке восстановления. Известные алгоритмы восстановления широкополосных спектров основаны на выборе α_{opt} по интегральной ошибке восстановления. Проведенный анализ показывает, что использование интегральной

ошибки восстановления требует указания интервала эффективного восстановления на оси пространственных частот.

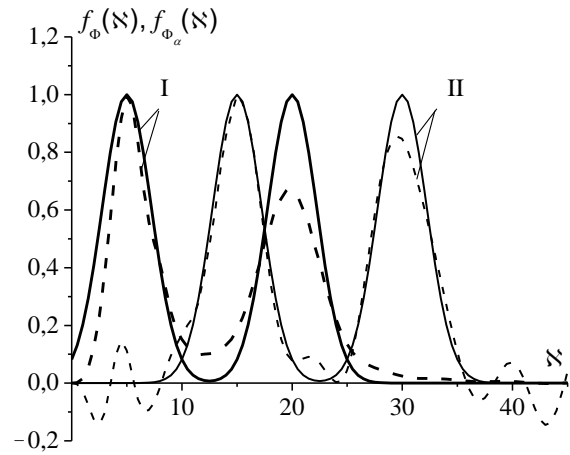


Рис. 6. Результаты восстановления двугорбого гауссового пространственного спектра (13, б)

Результаты восстановления модельных пространственных спектров (гауссовых, колмогоровских, кармановских) при оптимальных значениях α , определяемых по минимуму ошибки восстановления энергетического интервала спектра, представлены на рис. 7 штриховыми кривыми. Соответствующие модельные спектры показаны сплошными линиями. Гауссовы спектры представлены на рис. 7, а ($\beta = 0,1$, $\aleph_0 = 15$, $\alpha_{opt} = 5 \cdot 10^{-4}$ – кривые I; $\beta = 0,01$, $\aleph_0 = 25$, $\alpha_{opt} = 10^{-3}$ – кривые II; $\beta = 0,1$, $\aleph_0 = 35$, $\alpha_{opt} = 8 \cdot 10^{-4}$ – кривые III), колмогоровские – на рис. 7, б ($\aleph_{min} = 10$, $\aleph_{max} = 20$, $\alpha_{opt} = 4 \cdot 10^{-4}$ – кривые I; $\aleph_{min} = 15$, $\aleph_{max} = 35$, $\alpha_{opt} = 6 \cdot 10^{-4}$ – кривые II; $\aleph_{min} = 30$, $\aleph_{max} = 40$, $\alpha_{opt} = 7 \cdot 10^{-4}$ – кривые III), кармановские – на рис. 7, в ($\aleph_{min} = 10$, $\aleph_{max} = 20$, $\alpha_{opt} = 0,3 \cdot 10^{-2}$ – кривые I; $\aleph_{min} = 20$, $\aleph_{max} = 40$, $\alpha_{opt} = 0,3 \cdot 10^{-2}$ – кривые II; $\aleph_{min} = 30$, $\aleph_{max} = 40$, $\alpha_{opt} = 0,3 \cdot 10^{-2}$ – кривые III). Оптимальные значения параметра α определялись для каждой модели методом подбора. Рисунок отражает эффект влияния ширины модельного спектра на значение α_{opt} и сложность использования доплеровского уширения спектра и дисперсионного смещения максимума в задачах диагностики состояния среды.

Частотные спектры радиосигналов, соответствующие модельным пространственным спектрам, были приведены на рис. 4. Совместный анализ рис. 4 и 7 позволяет связать локальные мак-

симумы частотных и пространственных спектров. Из рис. 4, а и 7, а видно, что максимумам частотных гауссовых спектров $f \approx 1,6; 2,7; 4,3$ Гц соответствуют максимумы $\aleph \approx \aleph_0 \approx 15$ ($l \approx 10,5$ м); 25 ($l \approx 6,3$ м); 35 ($l \approx 4,5$ м) на восстановленных пространственных спектрах. А из рис. 4, б и 7, б видно, что максимумам частотных колмогоровских спектров $f \approx 1,28; 1,93; 3,9$ Гц соответствуют максимумы на восстановленных пространственных спектрах $\aleph \approx 10,6$ ($l \approx 14,8$ м); 16,78 ($l \approx 9,4$ м); 33,3 ($l \approx 4,7$ м). Легко убедиться, что связь между локальными максимумами на частотном и пространственном спектрах описывается эмпирическим соотношением

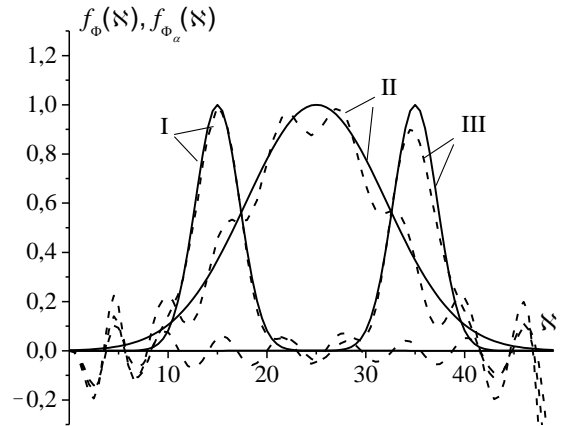
$$f = \frac{V_0}{l} = \frac{V_0 \aleph}{2\pi \sqrt{\lambda L}}, \quad (16)$$

позволяющим определить по положению локального максимума частотного спектра размер преобладающей неоднородности. Согласно этой формуле при заданной скорости $V_0 = 20$ м/с и $\sqrt{\lambda L} = 25$ м максимумам частотных спектров гауссовых моделей соответствуют размеры неоднородностей $l \approx 12,5; 7,4; 4,7$ м, а максимумам частотных спектров колмогоровских моделей – $l \approx 15,6; 10,4; 5,1$ м. Удовлетворительное соответствие характерных размеров, следующих из рис. 7, а, б и полученных по формуле (16), подтверждает возможность использования соотношения (16) для оценки преобладающего в ансамбле размера неоднородностей при наличии локальных максимумов в частотном спектре. Надежность использования соотношения (16) тем выше, чем выше интенсивность антропогенного процесса. Но восстановление полного профиля пространственного спектра возможно только при решении обратной задачи.

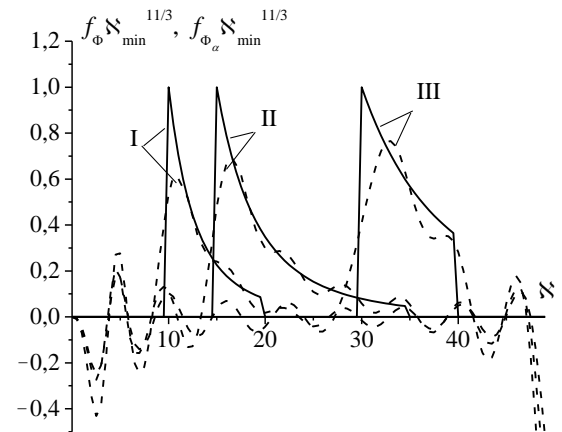
Из рис. 5–7 следует, что визуально определяемые по восстановленным профилям масштабы $\aleph_{\min}, \aleph_{\max}$ турбулентности во всех случаях удовлетворительно соответствуют масштабам моделей. Лучше всего восстанавливаются гладкие спектры, описываемые аналитическими функциями. Восстановление импульсных спектров в области, прилегающей к точке включения, имеет качественный характер.

Из рис. 7 видно, что при неизвестной области задания узкого пространственного спектра интегральная ошибка восстановления не может быть использована в качестве критерия эффективности восстановления, но может быть использована при восстановлении широких (кармановских) спектров. Именно такой алгоритм подбора α_{opt} использовался при восстановлении модельных спектров рис. 7, в при области задания

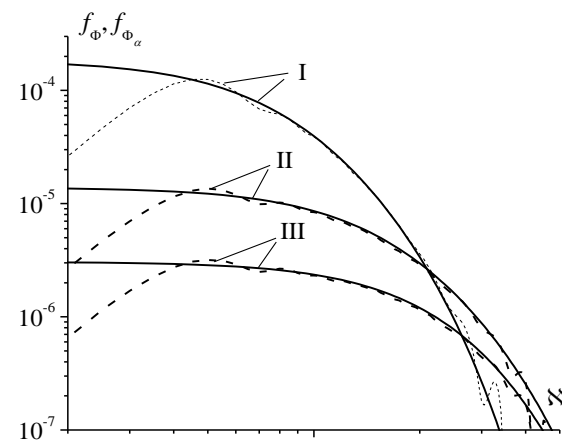
$5 < \aleph < \aleph_{\max}$. При выбранном значении параметра α , как видно из рисунка, эффективное восстановление «низкочастотного» ($\aleph < 5$) практически невозможно.



а)



б)



в)

Рис. 7. Восстановленные и модельные пространственные спектры: а) – гауссовые; б) – колмогоровские; в) – кармановские

При априори известном положении узких пространственных спектров (гауссовых или колмогоровских) существует возможность эффективного восстановления за счет использования рекомендованного значения параметра регуляризации ($\alpha \approx 10^{-3}$). Дифференциальная ошибка восстановления профиля возрастает при удалении участка восстановления от положения максимума спектра.

4. Восстановление экспериментальных спектров. Восстановление реальных пространственных спектров было проведено по частотным спектрам радиосигналов УКВ-источника, расположенного на геостационарном ИСЗ. Методика записи детектированного сигнала описана в работах [8, 9]. Проведенное исследование показало, что в тропосфере, как правило, реализуется кармановская статистика неоднородностей. Частотные спектры, по которым реально было проведено восстановление, представлены на рис. 8, соответствующие им корреляционные функции – на рис. 9, а результаты восстановления – на рис. 10. Римские цифры на рис. 8–10 соответствуют трем сеансам радиопросвечивания, проводимым при различных состояниях тропосферы: I – сплошная облачность, приземная скорость ветра $V_0 \approx 10$ м/с; II – слабая облачность, $V_0 \approx 2$ м/с; III – кучевые облака, $V_0 \approx 20$ м/с. Штриховые линии на рис. 8, 10 соответствуют колмогоровскому закону распределения неоднородностей (на рис. 8 наклон штриховой линии равен $-8/3$, на рис. 10 $-11/3$). Параметр регуляризации во всех случаях был равен $0,2 \cdot 10^{-2}$ и позволял достаточно эффективно восстановить пространственные спектры.

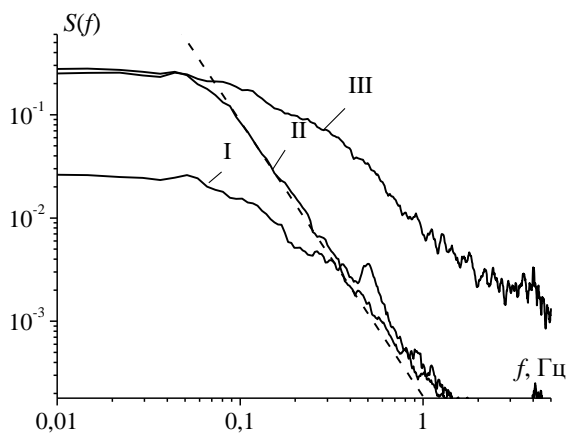


Рис. 8. Экспериментальные частотные спектры амплитудных флуктуаций радиосигнала

Независимость оптимального значения параметра регуляризации от состояния тропосферы в данном эксперименте объясняется функциональной близостью экспериментальных про-

странственных спектров. Признаками распознавания экспериментальных частотных спектров являются: ширина спектра, наклон высокочастотной части, наличие локальных максимумов. Эффективное восстановление последних требует, однако, как было показано ранее, использования другого (меньшего) значения α , при котором увеличивается погрешность восстановления в целом.

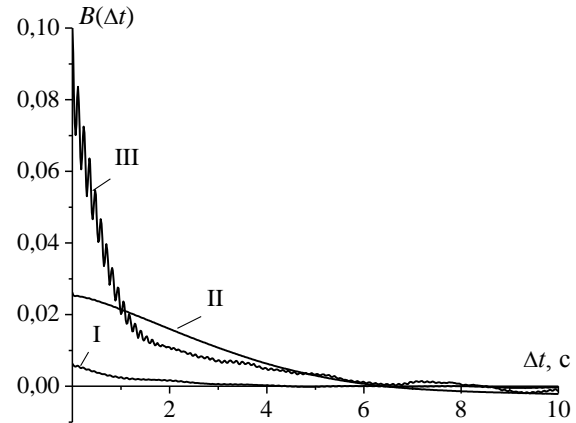


Рис. 9. Корреляционные функции амплитудных флуктуаций радиосигнала

Из рис. 10 видно, что спектры I–III в инерционном интервале по крутизне удовлетворительно соответствуют колмогоровскому процессу. По интенсивности наилучшее соответствие наблюдается в случае слабой турбулентности (кривая II). Кривые I, III соответствуют аномальным состояниям тропосферы, отражающим нарушение колмогоровского процесса.

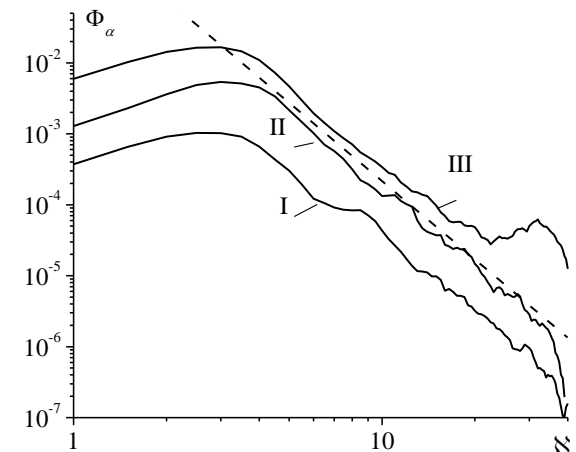


Рис. 10. Восстановленные спектры тропосферных неоднородностей

Неадекватность восстановления спектра в энергетическом и вязком интервалах ограничивает возможность распознавания спектров инерционным интервалом. Возможными признаками

распознавания пространственных спектров рис. 10 могут быть: спектральная плотность $\Phi_{\pi}(0) = \mathcal{N}_{\min}^{-1/3}$, ширина спектра, характеризуемая значением \mathcal{N}_{\max} , величина инерционного интервала $\mathcal{N}_{\max} - \mathcal{N}_{\min}$ и наличие локальных максимумов. Однако параметры \mathcal{N}_{\min} , \mathcal{N}_{\max} могут быть определены только путем сопоставления кармановских модельных спектров и восстановленных. Из графика можно определить значения \mathcal{N}_{\min} спектров I–III: $\mathcal{N}_{\min I} = 6,45$ ($l_{\max I} = 24,32$ м), $\mathcal{N}_{\min II} = 4,18$ ($l_{\max II} = 37,6$ м), $\mathcal{N}_{\min III} = 3,05$ ($l_{\max III} = 51,4$ м). Значения \mathcal{N}_{\max} спектров I–III в данной работе определялись верхним пределом интегрирования ($\mathcal{N}_{\max} = 50$).

Соответствие положений локальных максимумов кривых I на рис. 8 и 10 ($f = 0,5$ Гц, $\mathcal{N} = 7,85$, $l = 20$ м, по графику $\mathcal{N} = 8,52$, $l = 18,4$ м) при $V_0 \approx 10$ м/с, $\sqrt{\lambda L} = 25$ м и соответствие положений локальных максимумов кривых III ($f = 3,9$ Гц, $\mathcal{N} = 30,6$; $l = 5,13$ м, по графику $\mathcal{N} = 31$, $l = 5,06$ м) при $V_0 \approx 20$ м/с, $\sqrt{\lambda L} = 25$ м хорошо описываются соотношением (16).

Детальная параметризация состояний тропосферы предполагает проведение классификации частотных спектров и соответствующих им пространственных спектров.

Выводы. В работе предложен алгоритм численного решения некорректной обратной задачи радиопросвечивания. Решение задачи в такой постановке позволяет оценить масштабы неоднородностей по экспериментальным частотным спектрам амплитудных флуктуаций радиосигнала геостационарного ИСЗ.

Приведенная методика может быть рекомендована для восстановления широких (развитых) пространственных спектров неоднородностей тропосферы.

При наличии в частотном спектре амплитудных флуктуаций радиосигнала выраженных локальных максимумов достоверная оценка характерного размера неоднородностей, соответствующего этим максимумам, возможна с помощью эмпирической формулы.

1. Atmospheric remote sensing by microwave radiometry / Ed. M. A. Janssen. – New York: J. Wiley and Sons, Inc, 1993. – P. 145–213.
2. Азизов А. А., Гайкович К. П., Кашикарров С. С., Черняева М. Б. Использование сигналов навигационных ИСЗ для определения параметров атмосферы // Изв. вузов. Радиофизика. – 1998. – 41, № 9. – С. 1093–1113.
3. Гайкович К. П., Черняева М. Б. Обратные задачи лимбового дистанционного зондирования атмосферы в некорректной

- постановке // Изв. вузов. Радиофизика. – 1999. – 42, № 9. – С. 859–867.
4. Rocken C., Kuo Y.-H., Hunt D., Sokolovskiy S. COSMIC System Description.-Special issue of Terrestrial // Atmospheric and Oceanic Science. – 2000. – 11, No. 1. – P. 21–52.
 5. Яковлев О. И., Павельев А. Г., Матюгов С. С. Развитие спутникового радиозатменного метода мониторинга атмосферы и ионосферы // Зарубеж. радиоэлектрон. – 2002. – № 9. – С. 8–16.
 6. Ware R., Carpenter R., Guildner J. et al. A multy-channel radiometric profiler of temperature, humidity and clones liquid // Radioscience. – 2003. – 38, No. 4. – P. 8079–8032.
 7. Tsuda T., Nishida M., Rocken C., Ware R. H. A global morphology of gravity wave activity in the stratosphere relealed by the GPS occultation data (GPS/MET) // J. Geophys. Res. – 2000. – 105. – P. 7257–7273.
 8. Мыценко И. М., Халамейда Д. Д., Хоменко С. И. Использование радиосигналов ИСЗ для определения параметров гидрометеорообразований // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2007. – 12, № 1. – С. 195–198.
 9. Алексеев Г. А., Белоброва М. В., Мыценко И. М., Халамейда Д. Д. Исследование спектров амплитудных флуктуаций радиосигналов геостационарного ИСЗ // 17-я Междунар. Крымская микроволновая конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (CriMiCo'2007): Тез. докл. – Севастополь, 2007. – С. 826–827.
 10. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 548 с.
 11. Исмару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. В 2-х т. – М.: Мир, 1981. – Т. 2. – 318 с.
 12. Верлань А. Ф., Сизиков В. С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. – Киев: Наук. думка, 1986. – 544 с.
 13. Алексеев Г. А., Белоброва М. В. Восстановление профиля структурной характеристики коэффициента преломления тропосферы по корреляционным функциям поля // Радиофизика и электроника. – Харьков: Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – 2005. – 10, № 1. – С. 70–76.
 14. Alexeev G. A., Kusaykin A. P., Poyedinchuk A. Ye. An Analytical Numerical method for solution of refraction inverse problem // Telecommunications and Radio Engineering. – 1999. – 53, No. 11. – P. 1–11.

THE RECONSTRUCTION OF THE TROPOSPHERE NON-UNIFORMITIES SPATIAL SPECTRA BY THE CORRELATION FUNCTIONS OF AMPLITUDE FLUCTUATIONS

G. A. Alexeev, M. V. Belobrova

The method of the numerical solution of the inverse problem of the radio occultation by plane wave for the stochastically non-uniform troposphere is proposed. The method allows reconstructing non-uniformities troposphere spatial spectrum by the correlation functions of amplitude fluctuations of the geostationary satellite radio signals (or appropriate power spectra). The solution algorithm is based on the conversion into the equation with self-adjoint operator and using α -regularization method. It is shown that spatial spectrum may be reconstructed at the optimal values of regularization parameter for different troposphere models. The solution algorithm was used for spatial spectrum reconstructing on the experimental frequency spectra of the radio signal amplitude fluctuation.

Key words: troposphere, radio occultation, an inverse problem, spatial spectrum of the non-uniformities, correlation function, α -regularization, frequency spectrum, radio signal amplitude fluctuation.

ВІДНОВЛЕННЯ ПРОСТОРОВОГО СПЕКТРА
НЕОДНОРІДНОСТЕЙ ТРОПОСФЕРИ
ПО КОРЕЛЯЦІЙНИМ ФУНКЦІЯМ
АМПЛІТУДНИХ ФЛУКТУАЦІЙ

Г. О. Алексеев, М. В. Белоброва

Запропоновано метод чисельного рішення зворотної задачі радіопросвічування турбулентної, стохастично неоднорідної тропосфери плоскою радіохвилею. Метод дозволяє відновити просторовий спектр неоднорідностей тропосфери по кореляційним функціям амплітудних флуктуацій радіосигналу геостационарного супутника або по енергетичним спектрам. Алгоритм рішення задачі ґрунтується на переході до

інтегрального рівняння із самоспряженим оператором і використанні методу α -регуляризації. Показано, що при оптимальних значеннях параметра регуляризації просторовий спектр може бути відновлюваний для різних моделей тропосфери. Алгоритм рішення використаний для відновлювання просторового спектра неоднорідностей по експериментальним частотним спектрам амплітудних флуктуацій радіосигналу.

Ключові слова: тропосфера, радіопросвічування, зворотна задача, просторовий спектр неоднорідностей, кореляційна функція, α -регуляризація, частотний спектр, амплітудні флуктуації радіосигналу.

Рукопись поступила 12 ноября 2008 г.