

УДК 537.874.31

Ф.Н. Захаров, Ю.П. Акулиничев

Расчёт уровня среднего электромагнитного поля численным методом в случайно-неоднородной атмосфере

Работа направлена на повышение точности расчёта когерентной составляющей случайного электромагнитного поля при численном решении волнового параболического уравнения. В работе с помощью метода геометрической оптики снято ограничение на дельта-коррелированность неоднородностей (марковское приближение). Рассматриваются три модели неоднородностей среды: модель Буккера–Гордона, гауссовская модель и модель Колмогорова–Обухова. Для каждой из них получены расчётные соотношения, проведены расчеты и оценена величина поправки по сравнению с результатами, полученными в марковском приближении. Произведено сравнение расчёта среднего поля по предложенному методу с методом статистических испытаний. Показано, что в рассмотренных случаях ошибка расчёта не превышает 10%.

Ключевые слова: параболическое уравнение, численные методы, среднее электромагнитное поле, случайно-неоднородная среда, пространственный интервал корреляции.

Исследованию распространения волн в случайно-неоднородных средах уделяется в последнее время все большее внимание. Повышенный интерес к проблемам такого рода возникает приблизительно с начала пятидесятых годов предыдущего века. Причина этого в появлении большого количества прикладных задач в радиофизике, оптике, акустике, физике плазмы и в других разделах физики, приводящих к необходимости изучения случайных полей и их статистических характеристик. К таким задачам можно отнести флуктуации рефракции, некогерентное рассеяние электромагнитных волн, рассеяние звука и ультразвука в морской воде, проблемы, связанные с точностью измерения радиометодами координат объектов, и ряд других проблем. Необходимость решения подобных задач послужила причиной разработки и совершенствования статистических методов описания волновых полей, распространяющихся в случайно-неоднородных средах [1–3] или отражённых от случайно-неровной подстилающей поверхности [2, 4].

При распространении радиоволн в случайно-неоднородной среде и над неровной подстилающей поверхностью наблюдаются случайные флуктуации амплитуды, фазы и поляризации волны. Эти явления описываются стохастическим волновым уравнением [1, 5, 6].

В реальных условиях электромагнитное поле (ЭМП) всегда представляет сумму детерминированной и случайной составляющих. Поэтому идеальным вариантом является совместное использование детерминированных и статистических методов расчёта, предполагающее совместное решение детерминированного и стохастического волновых уравнений [7]. В настоящее время для расчёта детерминированного поля наибольшее распространение получил метод численного решения волнового параболического уравнения (ПУ) [8]

$$2ik \frac{\partial u(x, z)}{\partial x} + \frac{\partial^2 u(x, z)}{\partial z^2} + k^2 \tilde{\epsilon}(x, z) u(x, z) = 0, \quad (1)$$

где $u(x, z) = E(x, z) \exp(-i\omega z)$ – комплексная огибающая монохроматического поля $E(x, z)$ частоты ω , распространяющегося преимущественно в направлении оси Ox , $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, λ – длина волны, $\tilde{\epsilon}(x, z) = \epsilon(x, z) - 1 = \tilde{\epsilon}_p(x, z) + \tilde{\epsilon}_c(x, z)$ – вариации относительной диэлектрической проницаемости среды, включающие регулярную $\tilde{\epsilon}_p$ и случайную $\tilde{\epsilon}_c$ составляющие, причём последняя имеет нормальное распределение с нулевым математическим ожиданием и корреляционной функцией $R_\epsilon(x_1, x_2, z_1, z_2)$. ПУ (1) для существенного уменьшения вычислительных затрат при моделировании записано в двумерном виде.

Основным методом численного решения ПУ является сеточный метод, который предполагает, что область расчёта покрывается прямоугольной сеткой с ячейками размером $\Delta x \cdot \Delta z$, а значения

напряжённости поля вычисляются в каждом узле этой сетки. Процедура численного решения ПУ заключается в следующем. На первом этапе задаются значения отсчётов начального поля в узлах сетки при $x=0$ и затем, шаг за шагом, удаляясь от источника, находятся значения поля $u_{n,m} = u(n\Delta x, m\Delta z)$ во всех узлах сетки [8]. Неоднородности среды задаются в виде высотного распределения индекса преломления [9] на каждом шаге сетки по дальности и учитываются при помощи метода расщепления [8].

Оператор, описывающий решение ПУ – линейный, поэтому значения поля на следующем шаге по дальности определяют в виде взвешенной суммы предыдущих значений (рис. 1):

$$u_{n+1,m} = \sum_{j=1}^M g_{j-m} u_{n,j} \exp\left(\frac{ik\Delta x}{2} \tilde{\epsilon}_{n,m}\right), \tag{2}$$

где g – весовые коэффициенты, определяемые выбранным методом решения (схема Кранка–Николсон, метод, основанный на преобразовании Фурье и др. [8, 10]), $\tilde{\epsilon}_{n,m} = \tilde{\epsilon}(n\Delta x, m\Delta z)$.

Тогда среднее значение поля $\bar{u}_{n+1,m}$ получаем в результате вычисления математического ожидания случайного поля (2). Это усреднение легко провести в марковском приближении [1, 2], т.е. когда выполняется условие $l_x \ll \Delta x$, где l_x – пространственный интервал корреляции неоднородностей среды вдоль трассы распространения радиоволн (РРВ).

Марковское приближение используется для решения дифференциальных уравнений при предположении о малости отношения времени корреляции воздействий τ_0 ко времени корреляции отклика τ_1 . Такое приближение непосредственно применимо только к причинным задачам, в которых значения динамических переменных в некоторый момент времени функционально не зависят от последующих по времени значений случайных параметров [1]. В физических задачах марковское приближение допускает описание сильных флуктуации, возникающих в физической системе под влиянием случайных воздействий при условии, что возможно пренебрежение волнами, рассеянными назад [1]. Приближение ПУ удовлетворяет последнему условию, кроме того, оно имеет физически выделенную координату вдоль направления РРВ. Это позволяет перейти к аппроксимации РРВ в случайно-неоднородной среде марковским процессом в приближении ПУ.

Данный переход осуществил в своей монографии [11] В.И. Татарский в середине прошлого века в предположении, что неоднородности среды нормально распределены и дельта-коррелированы вдоль направления РРВ. В работе Л.А. Чернова [12] ограничение на дельта-коррелированность было снято, но система уравнений приняла приближённый характер. В работе В.Н. Алексева и В.М. Фролова [13] было произведено распространение результатов двух предыдущих работ на случай произвольного соотношения между длиной волны и размером неоднородностей, но были установлены некоторые другие существенные ограничения. В частности, требование малости рассеяния не только на длине неоднородности, но и на длине волны. Кроме того, полученные Алексеевым уравнения справедливы только в трёхмерном пространстве, а перенос полученных результатов на одномерный случай незаконен. А. Исимару [2] и В.И. Кляцкин [14] в своих книгах повторяют выводы Татарского, предполагая, что интервал корреляции флуктуаций индекса преломления вдоль трассы РРВ намного меньше длины трассы (т.е. марковское приближение). При численном решении ПУ, когда вся трасса разбивается на короткие участки, такое предположение не справедливо.

Цель данной статьи – разработать метод численного расчёта среднего поля в случайно-неоднородной среде в рамках численного решения параболического волнового уравнения [15].

Для описания случайного поля $u(x, z)$ используем наиболее общий метод, основанный на интеграле по траекториям Р. Фейнмана [16, 17]. Весьма наглядный и близкий к привычной лучевой трактовке процесса распространения радиоволн способ введения этого описания основан на разложении траекторий в ряд Фурье. Тогда поле, возбуждаемое ненаправленным источником с амплитудой A_0 , находящегося в начале координат, задаётся выражением

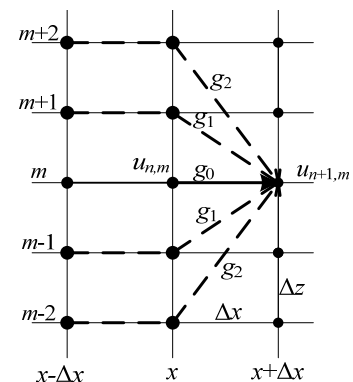


Рис. 1. К расчёту поля на следующем шаге по дальности

$$u(x, z) = \frac{A_0}{\sqrt{x}} \left(\frac{k\pi}{4xi} \right)^{Q/2} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ \frac{ikz^2}{2x} + \frac{ik\pi^2}{4x} \sum_{t=1}^Q q_t^2 + \frac{ik}{2} \int_0^x \left[\xi, \frac{\xi z}{x} + \sum_{t=1}^Q \frac{q_t}{t} \sin \left(\frac{t\pi\xi}{x} \right) \right] d\xi \right\} dq_1 \dots dq_Q, \quad (3)$$

где Q – число членов ряда, определяющее точность представления (в пределе $Q \rightarrow \infty$).

При вычислении математического ожидания случайного поля (3) используем известное соотношение [1] $\overline{\exp(ia + ib)} = \exp(-\sigma_a^2/2 - \sigma_b^2/2 - ab)$, где a и b – действительные нормальные случайные величины с нулевым математическим ожиданием. В итоге получим

$$\overline{u_{n+1,m}} = \sum_{j=1}^M g_{j-m} \overline{u_{n,j}} K_p K_c V_j, \quad (4)$$

где $K_p = \exp \left(\frac{ik\Delta x}{2} \tilde{\varepsilon}_{p,n,m} \right)$ – коэффициент передачи регулярной составляющей поля на участке Δx ;

$K_c = \exp \left(-\frac{k^2 \Delta x^2}{8} \sigma_{c,n,m}^2 \right)$ – множитель ослабления среднего поля при прохождении слоя Δx в предположении отсутствия корреляции с предыдущими значениями;

$$V_j = \left(\frac{k\pi}{4xi} \right)^{Q/2} \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} \exp \left\{ \frac{ikz_j^2}{2x} + \frac{ik\pi^2}{4x} \sum_{t=1}^Q q_t^2 + \frac{ik}{2} \int_0^x R_{\varepsilon} \left[\xi, x, \frac{\xi z_j}{x} + \sum_{t=1}^Q \frac{q_t}{t} \sin \left(\frac{t\pi\xi}{x} \right), z_0 \right] d\xi \right\} dq_1 \dots dq_Q, \quad (5)$$

$$z_j = (m - j)\Delta z.$$

Последнее слагаемое в показателе экспоненты в (5) даёт величину поправки, учитывающей наличие корреляции со значениями поля на предыдущих шагах. Члены ряда с $t > Q$ являются избыточными, если интеграл по q_t можно вычислить методом стационарной фазы [18], т.е., радиус первой зоны Френеля для этой гармоники $q_{cpt} = \sqrt{2x\lambda} / (t\pi)$ меньше интервала корреляции случайных неоднородностей в направлении поперёк трассы l_z . С другой стороны, суммарная траектория в области, определяющей значение интеграла в (5), хорошо аппроксимируется прямой линией, если протяжённость этой области не превышает примерно 1/6 от периода наивысшей гармоники. Оба условия выполняются, если

$$\frac{\sqrt{2\lambda x}}{\pi l_z} < Q < \frac{x}{3l_x}. \quad (6)$$

Совместное выполнение обоих неравенств позволяет провести ортогональное преобразование переменных интегрирования q_1, \dots, q_Q (переход к новой системе ортогональных траекторий) так, чтобы одна из этих новых переменных была углом падения луча в точку приёма

$$\alpha = \frac{\pi}{x} \sum_{t=1}^Q (-1)^t q_t, \quad (7)$$

тогда интегрирование остальным переменным в (5) даёт единицу.

В итоге для поправки V_j получаем

$$V_j = \sqrt{\frac{k\pi}{4xi}} \int_{-\pi}^{\pi} \exp \left\{ \frac{ikz_j^2}{2x} + \frac{ik\pi^2}{4Q} \alpha^2 + \frac{ik}{2} \int_0^x R_{\varepsilon} \left[\xi, x, \frac{\xi z_j}{x} + \alpha(\xi - x), z \right] d\xi \right\} d\alpha, \quad (8)$$

где интегрирование пространственной корреляционной функции неоднородностей производится вдоль прямых, располагающихся под всевозможными углами по отношению к оси Ox .

Итак, получены выражения (4)–(8), которые хорошо встраиваются в сеточную схему численного решения ПУ в широком диапазоне условий за исключением случая существования тонких протяжённых слоёв вдоль направления оси Ox [см. (6)].

Если же такие слоистые образования отсутствуют, то можно принять во внимание, что угол, соответствующий границе первой зоны Френеля в (8) с учётом (6)

$$\alpha_{\Phi} = \sqrt{\frac{2\lambda Q}{x}} < \sqrt{\frac{2\lambda}{l_x}}, \quad (9)$$

довольно мал. Кроме этого, шаг сетки необходимо выбирать из условия

$$\Delta z \ll l_z. \quad (10)$$

Поэтому возможно использование первого приближения геометрической оптики. В этом случае флуктуации фазы и уровня волны распределены по нормальному закону, а дисперсия уровня значительно меньше дисперсии фазы [1]. Тогда, пренебрегая дифракцией в поперечном направлении, комплексная огибающая напряженности поля на расстоянии x от ИРИ будет определяться следующим выражением:

$$u(x) = u_0 \cdot \exp\left[\frac{1}{2} ik \tilde{\epsilon}_p x\right] \exp\left[\int_0^x ik \frac{\tilde{\epsilon}_c(\xi)}{2} d\xi\right], \quad (11)$$

где u_0 – поле в однородной среде.

На основе выражения (11) определим поле через небольшое расстояние Δx :

$$u(x + \Delta x) = u_0 \cdot \exp\left[\frac{1}{2} ik \tilde{\epsilon}_p (x + \Delta x)\right] \exp\left[\int_0^x ik \frac{\tilde{\epsilon}_c(\xi)}{2} d\xi + \int_x^{x+\Delta x} ik \frac{\tilde{\epsilon}_c(\xi)}{2} d\xi\right], \quad (12)$$

где Δx – величина шага расчётной сетки вдоль трассы РРВ.

После усреднения выражения (12) получаем формулу, связывающую уровень среднего поля со статистическими параметрами среды распространения [19, 20]:

$$\bar{u}(x + \Delta x) = \bar{u}(x) \exp\left[\frac{ik \epsilon_p \Delta x}{2}\right] \exp\left[-\frac{k^2}{8} \int_x^{x+\Delta x} \int_x^{x+\Delta x} R_\epsilon(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2\right] \exp\left[-\frac{k^2}{4} \int_0^x \int_x^{x+\Delta x} R_\epsilon(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2\right], \quad (13)$$

где $\bar{u}(x)$ – среднее поле на расстоянии x от ИРИ, $R_\epsilon(\xi_1, \xi_2)$ – корреляционная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости среды. Если флуктуации неоднородностей предположить дельта-коррелированными, то получится формула, аналогичная формуле В.И. Татарского [11]. Первый экспоненциальный множитель в (13) учитывает регулярную рефракцию волнового поля, а последние два играют роль дополнительных множителей ослабления за счёт рассеяния волнового поля на случайных неоднородностях. Причём первый из них учитывает влияние неоднородностей только на участке трассы Δx , а второй – на всей трассе, включая и отрезок Δx . Для удобства дальнейшего анализа обозначим последние два экспоненциальных множителя как K_1 и K_2 .

Так как уровень среднего волнового поля, распространяющегося в случайно неоднородной среде, зависит от корреляционной функции флуктуаций неоднородностей этой среды, то для расчёта этого поля необходимо задать модель флуктуаций коэффициента преломления. Существует три наиболее распространённых модели [2, 21]: модель Букера–Гордона (описывается экспоненциальной корреляционной функцией), гауссовская модель (описывается корреляционной функцией в виде гауссоиды), модель Колмогорова–Обухова (закон «двух третей»).

Предполагая статистические характеристики среды плавно меняющимися вдоль радиолуча и постоянными на небольшом интервале Δx , были рассчитаны значения коэффициентов ослабления среднего поля K_1 и K_2 для трёх рассмотренных выше моделей флуктуаций среды РРВ. При этом предполагалось, что характерный масштаб статистических характеристик среды много больше интервала Δx . Кроме того, в полученных выражениях интегралы вдоль трассы заменили на конечные суммы для того, чтобы стало возможным использовать приведённые формулы в сеточных методах решения ПУ.

Модель Букера–Гордона

$$K_1(x, \Delta x) = \exp\left[-k^2 \sigma_{N+1}^2 l_{N+1}^2 \left(\exp\left(-\frac{\Delta x}{l_{N+1}}\right) - 1 + \frac{\Delta x}{l_{N+1}}\right)\right], \quad (14)$$

$$K_2(x, \Delta x) = \exp\left[-\frac{k^2 \Delta x^2}{2} \left(\sigma_{N/2}^2 \exp\left(-\frac{N \Delta x}{l_{N/2}}\right) + \sigma_{N+1}^2\right)\right] \exp\left[-k^2 \Delta x^2 \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 \exp\left(-\frac{2 \Delta x (N-i)}{l_i}\right)\right], \quad (15)$$

где $N = x/\Delta x$ – количество узлов сетки на расстоянии x от ИРИ, $\sigma_i^2 = \sigma_n^2(i\Delta x)$ – значение дисперсии коэффициента преломления в i -м узле сетки по горизонтали (на расстоянии $i\Delta x$ от ИРИ), $l_i = l(i\Delta x)$ – значение пространственного интервала корреляции неоднородностей среды в i -м узле сетки по горизонтали.

Первый экспоненциальный множитель в формуле (15) отличается от единицы только в шестом знаке на малых расстояниях от ИРИ, а на расстоянии, превышающем несколько интервалов корреляции, равен единице. Поэтому данный множитель можно опустить:

$$K_2(x, \Delta x) = \exp \left[-k^2 \Delta x^2 \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 \exp \left(-\frac{2\Delta x(N-i)}{l_i} \right) \right]. \quad (16)$$

Гауссовская модель

Для гауссовской модели флуктуаций неоднородности среды получаем коэффициенты:

$$K_1(x, \Delta x) = \exp \left[-\frac{k^2 \sigma_{N+1}^2 \Delta x^2}{4} \right], \quad (17)$$

$$K_2(x, \Delta x) = \exp \left[-\frac{k^2 \sigma_{N+1}^2 \Delta x^2}{2} \right] \times \exp \left[-k^2 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \Delta x \sum_{i=1}^N \sigma_i^2 l_i \left\{ \Phi \left(\frac{\sqrt{2}\Delta x(N+1-i)}{l_i} \right) - \Phi \left(\frac{\sqrt{2}\Delta x(N-i)}{l_i} \right) \right\} \right], \quad (18)$$

где $\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt$ – интеграл вероятности.

В формуле (17), как и в предыдущем случае, был опущен множитель, мало отличающийся от единицы.

Модель Колмогорова–Обухова

Для модели Колмогорова–Обухова турбулентной атмосферы коэффициенты ослабления среднего поля выглядят следующим образом:

$$K_1(x, \Delta x) = \exp \left[-\frac{k^2 \sigma_{N+1}^2 \Delta x^2}{2} \cdot \left(1 - \frac{9\Delta x^{2/3}}{20L_{N+1}^{2/3}} \right) \right], \quad (19)$$

$$K_2(x, \Delta x) = \exp \left[-2k^2 \Delta x^2 \sum_{i=N+1-L_{\max}/2\Delta x}^N \sigma_i^2 l_i \left\{ 1 - \frac{0,95\Delta x^{2/3}}{l_i^{2/3}} \left[(N+1-i)^{5/3} - (N-i)^{5/3} \right] \right\} \right]. \quad (20)$$

По полученным формулам были построены дистанционные зависимости множителя ослабления когерентной компоненты случайного ЭМП (рис. 2) относительно поля в среде без случайных флуктуаций. Вычисления проводились при следующих исходных данных: частота 3 ГГц, шаг сетки по дальности 10 м, СКО коэффициента преломления 10^{-5} , интервал корреляции неоднородностей вдоль трассы 100 м (для гауссовской модели и модели Букера–Гордона), внешний масштаб турбулентности 1 км (для модели Колмогорова–Обухова).

Из приведённых на рис. 2, а графиков видно, что на малом удалении от ИРИ расчёт по полученным формулам даёт меньшее ослабление, чем в марковском приближении, вследствие того, что длина трассы меньше интервала корреляции тропосферных неоднородностей. А при достаточно большом удалении от ИРИ наблюдается более сильное ослабление за счёт учёта корреляции неоднородностей вдоль всей трассы РРВ.

Для турбулентной атмосферы (модель Колмогорова–Обухова) расчёт по формулам (19) и (20) (рис. 2, б) даёт меньшее ослабление по сравнению с марковским приближением за счёт того, что корреляционная функция R_ε на интервале, превышающем внешний масштаб турбулентности, считается равной нулю.

Проверка полученных соотношений. Так как в полевых условиях невозможно проверить полученные соотношения, то для проверки было решено использовать метод статистических испытаний [22]. Основная идея метода заключается в генерации определённого количества реализаций случайной среды РРВ и расчёта в ней случайного ЭМП. После чего производится статистическая обработка рассчитанных случайных ЭМП.

На первом этапе проверки необходимо смоделировать случайную среду распространения с заданными статистическими характеристиками. В работе [23] описан способ формирования случайного поля. Алгоритм данного способа, приведённый в [23], представлен на рис. 3, где БПФ – прямое быстрое преобразование Фурье; ОБПФ – обратное быстрое преобразование Фурье; КФ – корреляционная функция; ИХ – импульсная характеристика.

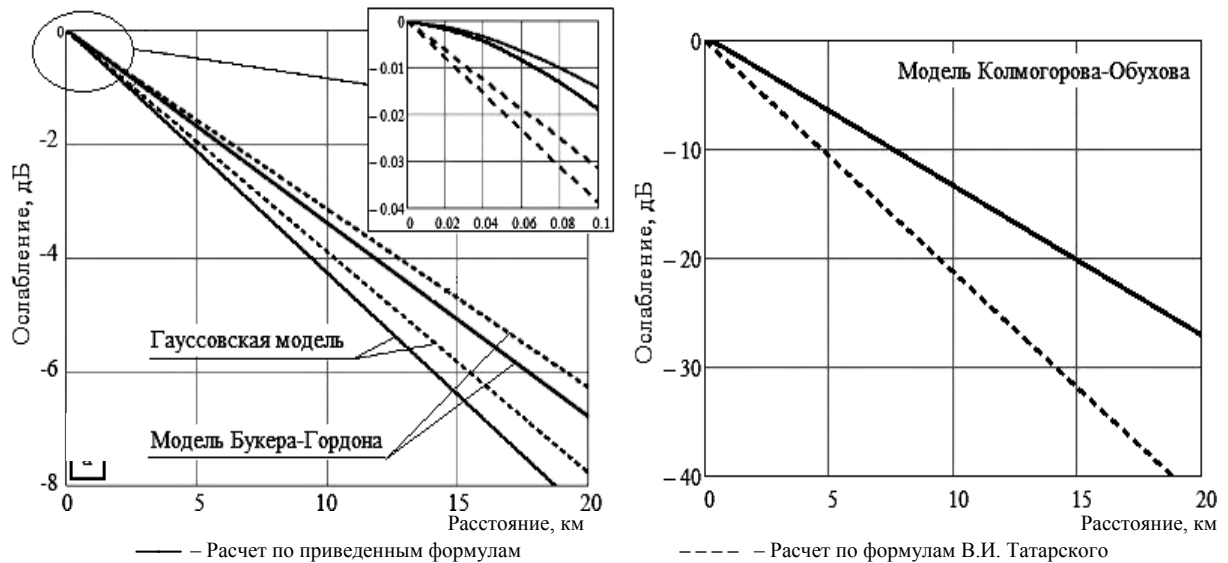


Рис. 2. Дистанционная зависимость дополнительного множителя ослабления среднего поля относительно поля в среде без случайных флуктуаций

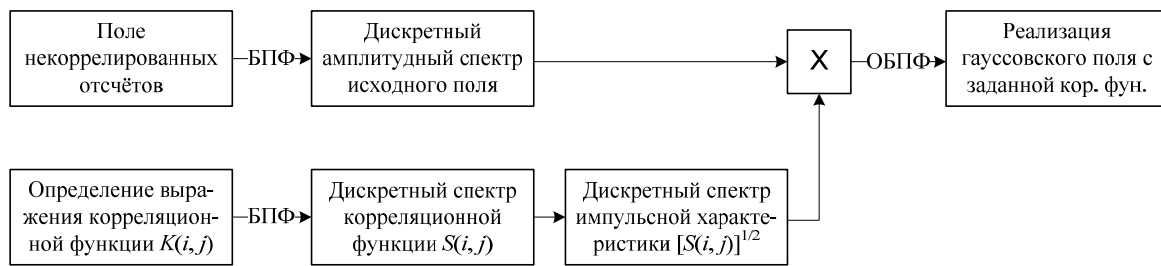


Рис. 3. Генерирование случайного поля с использованием БПФ

После моделирования случайной среды РРВ рассчитывались реализации случайного поля. Реализации повторялись 250 раз для каждого случая. После чего вычислялось высотное распределение среднего по реализациям ЭМП. Полученные данные сравнивались с расчётом среднего поля по формуле (13). В качестве критерия сравнения использовалась относительная ошибка расчёта напряжённости ЭМП:

$$\xi = \int_0^{h_{\max}} (|E_{\text{расч}} - E_{\text{эксп}}|)^2 dh \cdot \left[\int_0^{h_{\max}} |E_{\text{расч}}|^2 |E_{\text{эксп}}|^2 dh \right]^{-1/2}, \quad (21)$$

где $E_{\text{расч}}$ – комплексное значение напряженности поля, вычисленное по приведённым формулам; $E_{\text{эксп}}$ – комплексное значение напряженности поля, вычисленное при помощи метода статистических испытаний; h_{\max} – высота области, в которой проводилось сравнение.

Результаты сравнения представлены на рис. 4–6, где на первых двух рисунках представлены зависимости ошибки от пространственного интервала корреляции неоднородностей среды вдоль трассы РРВ, а на последнем – зависимость ошибки от частоты радиоволны.

Анализ результатов

1. При выполнении данной работы был предложен метод численного расчёта среднего ЭМП, распространяющегося в случайно-неоднородной среде. Исходными данными для расчёта являются статистические характеристики случайной среды РРВ (пространственные интервалы корреляции, СКО индекса преломления и модель неоднородностей).

2. Были получены аналитические выражения, связывающие перечисленные выше характеристики среды РРВ с уровнем среднего ЭМП. Данные выражения получены при использовании первого приближения метода геометрической оптики и не учитывают дифракцию радиолучей в поперечном направлении. Данное допущение будет справедливым при условии, что статистические параметры среды поперёк трассы изменяются медленно.

3. При помощи метода статистических испытаний была проведена проверка полученных аналитических выражений. Результирующие ошибки расчёта представлены на рис. 4–6, из которых видно, что ошибка расчёта увеличивается с ростом интервала пространственной корреляции вдоль трассы РРВ и частоты радиоволны и в большинстве случаев не превышает нескольких процентов.

4. Расчёт среднего поля по трудоёмкости аналогичен расчёту детерминированного случая. Отличие заключается в том, что вместо флуктуаций диэлектрической проницаемости нужно использовать её статистические характеристики.

5. В формулах для коэффициента K_2 осуществляется суммирование по узлам сетки вдоль трассы РРВ, что существенно увеличивает объём вычислений. Для сокращения количества операций на каждом шаге можно использовать рекурсивный фильтр, характеристика которого соответствует выражению для коэффициента K_2 .

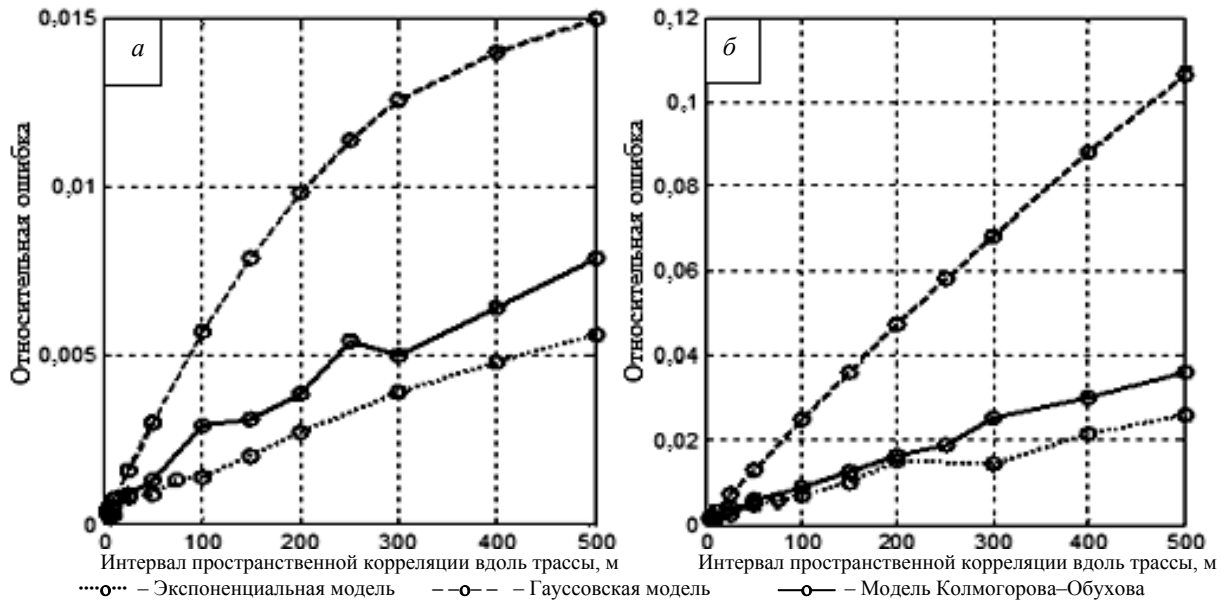


Рис. 4. Зависимость ошибки расчёта ЭМП от интервала пространственной корреляции среды РРВ. Частота 1500 МГц, СКО индекса преломления 10 N-ед., интервал корреляции поперёк трассы РРВ 100 м, длина трассы РРВ 500 м (а) и 2000 м (б)

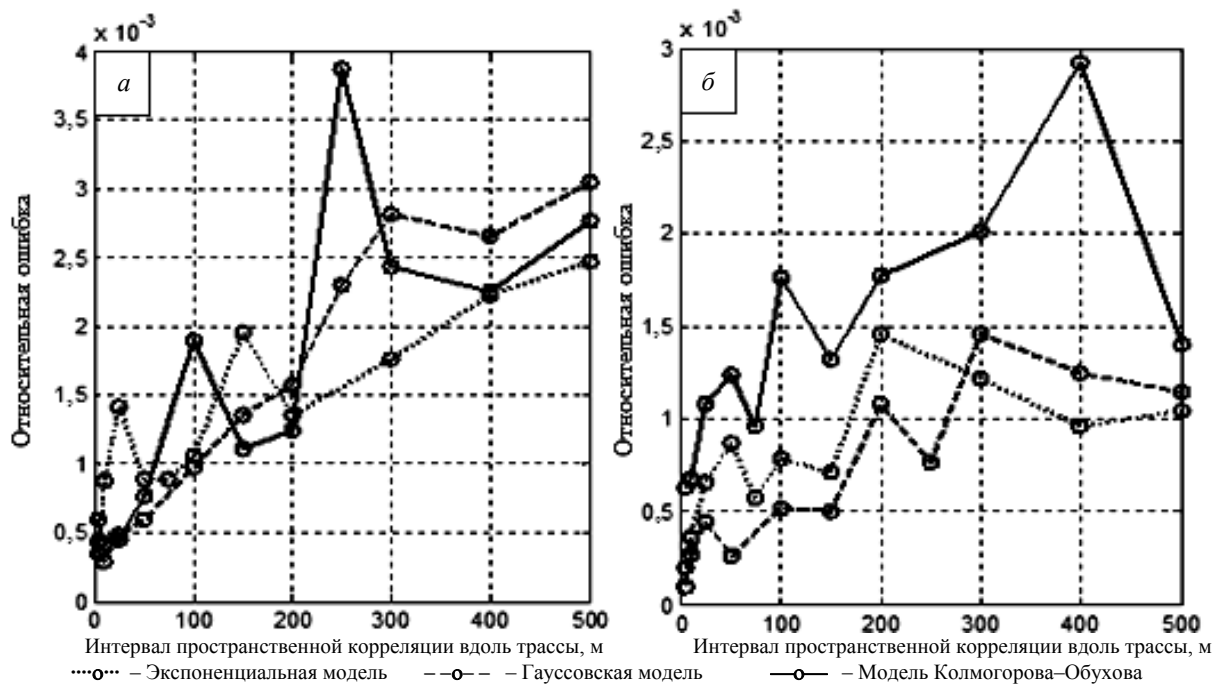


Рис. 5. Зависимость ошибки расчёта ЭМП от интервала пространственной корреляции среды РРВ. Частота 1500 МГц (а) и 850 МГц (б), СКО индекса преломления 1 N-ед., интервал корреляции поперёк трассы РРВ 10 м, длина трассы РРВ 2000 м

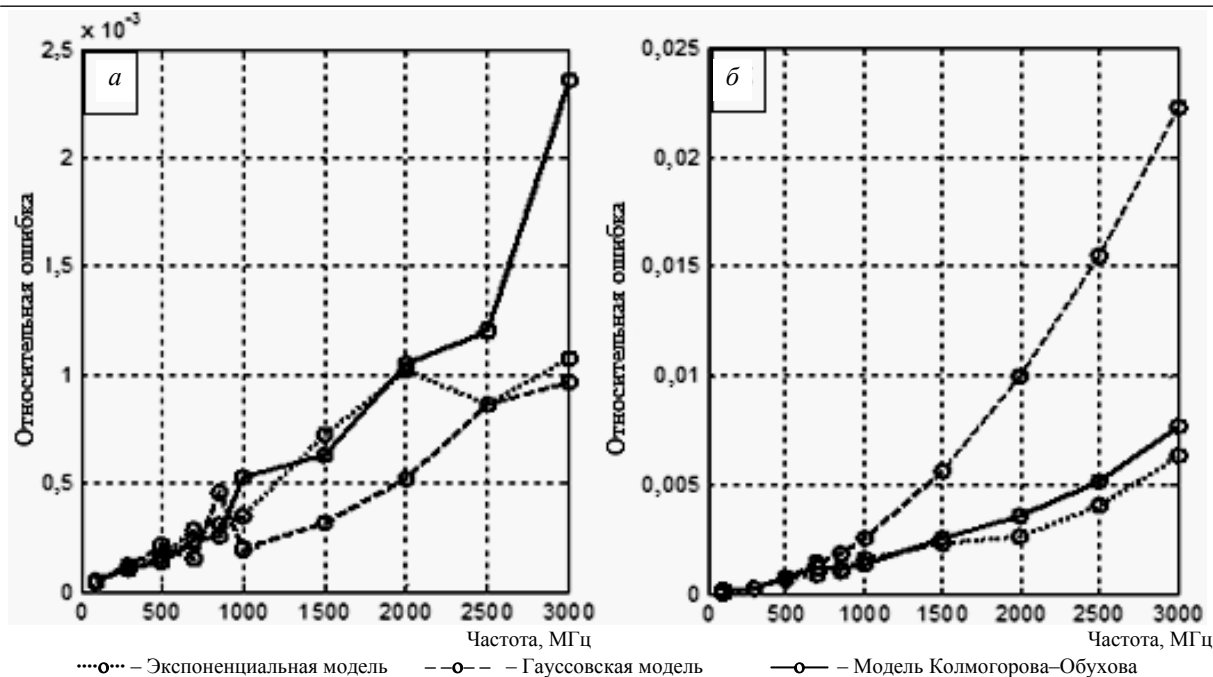


Рис. 6. Зависимость ошибки расчёта ЭМП от частоты радиоволны.

Интервал корреляции вдоль трассы РРВ 100 м, длина трассы РРВ 500 м:

а – СКО индекса преломления 1 N-ед., интервал корреляции поперёк трассы РРВ 10 м

б – СКО индекса преломления 10 N-ед., интервал корреляции поперёк трассы РРВ 100 м

Литература

1. Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. – Ч. II. Случайные поля / С.М. Рытов, Ю.А. Кравцов, В.И. Татарский. – М.: Наука, 1978. – 464 с.
2. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах: в 2 т. – Т. 2. – М.: Мир, 1981. – 320 с.
3. Битюков А.А. Аналитическое исследование частотно-временных характеристик высокочастотного флуктуационного канала распространения электромагнитных волн: дис. ... канд. физ.-мат. наук. – СПб., 2008. – 179 с.
4. Басс Ф.Г. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности / Ф.Г. Басс, И.М. Фукс. – М.: Наука, 1972. – 424 с.
5. Кляцкин В.И. Стохастические уравнения. Теория и ее приложения к акустике, гидродинамике и радиофизике: в 2 т. – Т. 1: Основные положения, точные результаты и асимптотические приближения. – М.: Физматлит, 2008. – 320 с.
6. Распространение радиоволн: учебник / О.И. Яковлев, В.П. Якубов, В.П. Урядов, А.Г. Павельев. – М.: ЛЕНАНД, 2009. – 496 с.
7. Сочетание статистических и детерминированных методов расчета радиополя в городских условиях / В.Е. Панченко, Т.А. Гайнутдинов, Г.А. Ерохин, В.Г. Кочержевский, О.А. Шорин // Электросвязь. – 1998. – № 4. – С. 31–33.
8. Levy M. Parabolic equation methods for electromagnetic wave propagation. – London: The Institution of Electrical Engineers, 2000. – 336 p.
9. Новиков А.В. Модель пространственно-временного поля индекса преломления приземного слоя атмосферы / А.В. Новиков, Ю.П. Акулиничев // Доклады Томского государственного университета систем управления и радиоэлектроники. – 2010. – № 1(21). – С. 36–44.
10. Новиков А.В. Исследование методов оперативного прогнозирования характеристик СВЧ-радиоволн над сушей: дис. ... канд. техн. наук. – Томск, 2012. – 186 с.
11. Татарский В.И. Распространении волн турбулентной атмосфере. – М.: Наука, 1967. – 548 с.
12. Чернов Л.А. Уравнения для статистических моментов поля в случайно-неоднородной среде // Акустический журнал. – 1969. – Т. 15, вып. 4. – С. 594–603.
13. Алексеев В.Н. Уравнения для статистических моментов волнового поля в случайно-неоднородной среде / В.Н. Алексеев, В.М. Фролов // Акустический журнал. – 1972. – Т. 18, вып. 4. – С. 506–512.

14. Kljackin V.I. Stochastic Equations through the Eye of the Physicist. – Amsterdam: Elsevier, 2005. – 556 p.
15. Захаров Ф.Н. Состояние проблемы численного расчёта статистических характеристик случайных электромагнитных полей // Труды Северо-Кавказского филиала Московского технического университета связи и информатики. – Ростов н/Д.: ПЦ «Университет» СКФ МТУСИ, 2013. – С. 108–110.
16. Фейнман Р. Квантовая механика и интегралы по траекториям / Р. Фейнман, А. Хибс. – М.: Мир, 1968. – 384 с.
17. Флатте С.М. Распространение волн в случайно-неоднородных средах: Акустика океана // ТИИЭР. – 1983. – Т. 71, № 11. – С. 45–78.
18. Борн М. Основы оптики / М. Борн, Э. Вольф. – М.: Наука, 1970. – 720 с.
19. Захаров Ф.Н. Учёт продольных неоднородностей тропосферы при численном моделировании распространения радиоволн // Матер. докл. 17-го Междунар. форума «Радиоэлектроника и молодёжь в XXI веке». – Т. 3. – Харьков: ХНУРЭ, 2013. – С. 13–14.
20. Захаров Ф.Н. Учёт пространственной корреляции индекса преломления тропосферы при расчёте когерентной составляющей случайного электромагнитного поля // Матер. докл. 24-й Междунар Крымской конф. – Севастополь: Вебер, 2014. – С. 1107–1108.
21. Красюк Н.П. Влияние тропосферы и подстилающей поверхности на работу РЛС / Н.П. Красюк, В.Л. Коблов, В.Н. Красюк. – М.: Радио и связь, 1988. – 216 с.
22. Rouseff D. Simulated microwave propagation through tropospheric turbulence // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 1992. – Vol. 40, № 9. – P. 1076–1083.
23. Глазов Г.Н. Моделирование дискретных гауссовых случайных полей / Г.Н. Глазов, А.Г. Костевич // Интеллектуальные системы в управлении, конструировании и образовании. – Вып. 2 / под ред. А.А. Шелупанова. – Томск: СГТ, 2002. – С. 19–27.

Захаров Фёдор Николаевич

Мл. науч. сотрудник НИИ радиотехнических систем ТУСУРа
Тел.: 8 (382-2) 41-38-89
Эл. почта: fzakharov89@gmail.com

Акулиничев Юрий Павлович

Д-р техн. наук, профессор каф. радиотехнических систем ТУСУРа
Тел.: 8 (382-2) 41-36-70
Эл. почта: ayp@rts.rk.tusur.ru

Zakharov F.N., Akulinichev Yu.P.

The numerical calculation of the mean electromagnetic field in a randomly inhomogeneous atmosphere

The goal of the paper is improving the accuracy of calculation of the coherent component of the stochastic electromagnetic field by the numerical solution of the wave parabolic equation. Using the method of geometrical optics we remove the limitation on the delta-correlated inhomogeneities (Markov approximation). There are tested three models of medium inhomogeneities: Booker-Gordon, Gaussian and Kolmogorov-Obukhov. Estimates of mean field obtained for each of models were compared with the results obtained in the Markov approximation. The comparison of the mean field calculation using the proposed method and the method of statistical tests is carried out. It is shown the error calculation does not exceed 10% in the considered cases.

Keywords: parabolic equation, numerical method, mean electromagnetic field, randomly inhomogeneous medium, spatial correlation interval.