

А.В. Корябин, В.И. Шмальгаузен

Метод скользящей пространственной фильтрации для моделирования турбулентной атмосферы

Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию 15.05.2006 г.

Описывается метод генерации фазовых экранов, которые используются для моделирования атмосферной турбулентности с заданным пространственным спектром при ее сносе поперечным ветром. Для генерации экранов используется скользящее сглаживание исходного некоррелированного случайного поля с помощью пространственного фильтра, функция импульсного отклика которого вычисляется Фурье-преобразованием заданного спектра. Предложенный метод позволяет генерировать экраны практически произвольной длины и свободен от ряда ограничений, присущих спектральному методу. Рассмотрены примеры генерации поля с колмогоровским спектром.

Адаптивные оптические системы предназначены для улучшения в реальном времени качества изображений объектов, наблюдаемых через возмущенную атмосферу. При разработке и анализе таких систем необходимо использовать методы компьютерного моделирования атмосферной турбулентности. Одним из наиболее часто применяемых подходов является метод фазовых экранов [1], который основывается на предположении о том, что случайное влияние слоя турбулентной среды на световой пучок проявляется на расстояниях, больших чем длина дифракционной конверсии фазовых возмущений светового поля в амплитудные. Это позволяет заменять слой турбулентной среды конечной толщины набором тонких двумерных фазовых экранов с заданными пространственными спектрами искажений $\Phi_T(\mathbf{k})$, $\mathbf{k} = \{k_x, k_y\}$, и считать эти экраны δ -коррелированными вдоль направления распространения пучка. Варьируя параметры экранов, можно моделировать как однородное, так и неоднородное (вдоль трассы распространения света) распределение атмосферной турбулентности.

Экраны $\mathbf{S}(x, y)$ обычно синтезируются с помощью спектрального метода [1]: формируется двумерный спектр с заданной амплитудой $|\Phi_T(\mathbf{k})|$ и случайными от точки к точке фазами $\varphi(\mathbf{k})$, затем получившийся случайный спектр подвергают обратному преобразованию Фурье:

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}) \leftarrow FT^{-1} \{ |\Phi_T(\mathbf{k})| \exp[i\varphi(\mathbf{k})] \}. \quad (1)$$

Первые применения метода базировались на использовании последовательности независимых статических экранов, что позволяло вычислять усредненные статистические параметры исследуемой модели. Однако потребности моделирования реальных оптических систем стали стимулом разработки

способов формирования экранов, которые достаточно плавно («непрерывно») изменяются между двумя дискретными отсчетами времени.

В одной из ранних работ [2] по формированию случайных двумерных поверхностей для исследования флуктуационных процессов в плазме кроме спектрального описания и метода, основанный на синтезе оптимального двумерного статистического предиктора, — пространственный аналог временного подхода. При спектральном подходе в [2] и амплитуда, и фаза формируемого спектра были случайными. В работе [1] было теоретически обосновано, что случайными должны быть только фазы формируемого спектра, а его амплитуда должна оставаться детерминированной.

Уже в работе [2] отмечалась трудность синтеза двумерных поверхностей, связанная с ограниченностью расчетной сетки, на которой необходимо соблюдать неравенства:

$$\delta \ll \Lambda \ll L_c \ll N\delta, \quad (2)$$

где δ — расстояние между центрами пикселей; Λ — величина, названная автором градиентной длиной (характерный размер «малых» флуктуаций); L_c — длина корреляции генерируемого поля; N — размер генерируемой реализации по одной из сторон. Если требовать, чтобы каждая справа стоящая величина в (2) была как минимум на порядок больше слева стоящей, то минимальный размер $N \approx 10^3$, что стало практически доступным относительно недавно. Однако даже такой размер расчетной сетки часто недостаточен для адекватного моделирования атмосферной турбулентности. Дело в том, что соотношение между характерными размерами турбулентных флуктуаций — внутренним ($\sim 10^{-3}$ м) и внешним ($\sim 10^1 \div 10^3$ м) масштабами — составляет $10^4 \div 10^6$, что заставляет предпринимать специальные меры для воспроизведения низкочастотных гармоник

пространственного спектра флуктуаций показателя преломления атмосферы.

Крупномасштабные флуктуации вносят наибольший вклад в дисперсию фазы светового пучка, прошедшего через атмосферу. Поэтому многие авторы предлагают различные методы их воспроизведения при генерации фазовых экранов. В работах [1, 3, 4] описаны методы, которые основываются на наложении двух фазовых экранов: один, содержащий высокие и средние пространственные частоты флуктуаций фазы, формируется спектральным методом, другой, воспроизводящий низкие частоты, формируется суперпозицией полиномов Цернике или функций Карунена–Лоэва.

В монографии [1] описано обобщение спектрального метода на задачу синтеза экранов $\mathbf{S}(x, y, t)$, движущихся со скоростью $\bar{\mathbf{V}}$, в рамках гипотезы замороженной турбулентности (гипотезы Тэйлора), которая формулируется следующим образом:

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{S}(\mathbf{r} - \mathbf{V}t, 0), \quad \mathbf{r} = \{x, y\}. \quad (3)$$

Обобщение основано на известном свойстве преобразования Фурье: сдвиг оригинала соответствует добавлению линейной составляющей в фазу Фурье-образа:

$$\mathbf{S}(\mathbf{r} - \mathbf{V}t) \leftarrow FT^{-1} \{ \Phi(\kappa) \exp[i\varphi(\kappa)] \exp[i\kappa \mathbf{V}t] \}. \quad (4)$$

Данный метод достаточно прост в реализации и позволяет осуществлять движение экрана в произвольном направлении, однако при этом фактически производится циклический сдвиг одной и той же реализации. Период точного повторения определяется размером экрана N и направлением перемещения [1].

Другой метод синтеза «плавно» изменяющихся со временем экранов предложен в работе [5]. Сущность метода заключается в том, что на каждом временном шаге t_n случайный фазовый множитель $\exp[\varphi(k)]$ в каждом пикселе (i, j) спектра модифицируется по следующей формуле:

$$\exp[\varphi_1(i, j, t_{n+1})] \rightarrow \{ p \exp[\varphi_1(i, j, t_n)] + \sqrt{1-p^2} \exp[\varphi_2(i, j, t_n)] \} \exp[i\kappa \mathbf{V}(\Delta t)], \quad (5)$$

где коэффициент $0 \leq p \leq 1$; $\Delta t = t_{n+1} - t_n$, а новая случайная фазовая добавка $\varphi_2(i, j)$, как и «основная» фаза $\varphi_1(i, j)$, равномерно распределена на интервале $[0, 2\pi]$. Такой подход в комбинации с циклическим сдвигом позволяет наряду с переносом турбулентных неоднородностей средним ветром учесть дополнительную временную трансформацию распределения турбулентных неоднородностей за счет мелкомасштабных (меньше или порядка размера пучка) флуктуаций скорости ветра. Коэффициент $p = \exp(-\Delta t/\tau)$ позволяет регулировать относительный вклад случайных флуктуаций ветра в трансформацию неоднородностей во времени по сравнению с их средним переносом. В частности,

$p = 1$ соответствует гипотезе Тэйлора (т.е. пренебрегается вкладом случайных флуктуаций ветра), а $p = 0$ соответствует ситуации отсутствия среднего ветра или совпадения его направления с направлением распространения пучка. В последнем случае изменения неоднородностей происходят исключительно за счет случайных флуктуаций скорости ветра с характерным временем τ .

В данной работе описывается метод генерации фазовых экранов, который основан на использовании скользящей пространственной фильтрации. Экраны, синтезированные этим методом, обладают гораздо большей длиной цикличности, которая определяется только разрядностью используемого генератора случайных чисел, что позволяет анализировать статистические параметры адаптивных систем со значительно большей достоверностью.

Описание метода

Рассмотрим спектральный метод синтеза случайного экрана как типичную задачу цифровой фильтрации. Пусть у нас имеется «шумовой» экран $\mathbf{a} = \{a_{ij}\}$ размером $N \times N$, где a_{ij} – некоррелированный гауссовский «белый шум» единичной интенсивности. Спектр $\mathbf{A} = \{A_{ij}\}$ такого шума [6] – это совокупность случайных комплексных величин с единичной амплитудой и фазами, равномерно распределенными на отрезке $[0, 2\pi]$. Наложим на этот шум фильтр $\Phi = \{\Phi_{ij}\}$ с заданной амплитудной зависимостью $|\Phi(i, j)|$ и равной нулю фазой $\text{Arg}(\Phi_{ij})$ (в общем случае фаза спектра должна удовлетворять условию антисимметричности [7], в спектральном методе синтеза фаза полагается равной нулю [1]): умножим спектр шума на спектральную функцию фильтра и сделаем обратное Фурье-преобразование, в результате получим комплексное случайное поле $\mathbf{S} = \{S_{ij}\}$:

$$\mathbf{S} = FT^{-1}[\mathbf{A} \cdot \Phi]. \quad (6)$$

Действительная $\text{Re}(\mathbf{S})$ и мнимая $\text{Im}(\mathbf{S})$ части поля \mathbf{S} являются взаимно ортогональными [1] случайными полями с заданной амплитудой спектра – $|\Phi(i, j)|$. Отметим, что исходный шумовой экран \mathbf{a} , как и спектральная функция фильтра Φ , и результирующее поле \mathbf{S} имеют одинаковый размер – $N \times N$, где N при использовании алгоритма быстрого преобразования Фурье, как правило, равно целой степени числа 2. В стандартном спектральном методе исходное шумовое поле \mathbf{a} явно не присутствует, и в соответствии с (1) сразу формируется случайный спектр $\mathbf{A} \cdot \Phi$.

Рассмотрим решение задачи фильтрации двумерного поля в пространственном представлении. В этом случае результирующее поле представляется в виде свертки исходного шумового поля \mathbf{a} и импульсной функции отклика фильтра $\mathbf{H} = \{H_{ij}\}$:

$$\mathbf{S} = \mathbf{a} * \mathbf{H}, \quad (7)$$

где \mathbf{H} вычисляется посредством Фурье-преобразования спектральной функции фильтра Φ :

$$\mathbf{H} = \text{Re}(FT^{-1}[\Phi]). \quad (8)$$

В случае полей бесконечных размеров выражения (6) и (7) полностью эквивалентны и отражают одно из свойств преобразования Фурье: произведение спектров соответствует свертке оригиналов. В практически интересном случае конечного размера полей появляется существенное отличие: если размер импульсной функции отклика \mathbf{H} составляет $N \times N$, то для получения результирующего поля \mathbf{S} размером $M \times K$ «исходное» шумовое поле должно иметь размер $(N + M - 1)(N + K - 1)$. В частности, если $K = M = N$, то размер исходного шумового поля должен быть $(2N - 1)^2$, т.е. практически вчетверо (по количеству пикселей – элементов поля) превышать размер результата \mathbf{S} . Вместе с тем объем памяти, необходимый для вычисления свертки (7), только примерно вдвое превышает ее объем, необходимый для вычислений по формуле (6), так как в спектральном представлении величины \mathbf{A} и Φ комплексные, в то время как все величины в формуле (7) – вещественные. Подчеркнем, что в отличие от спектрального метода размер функции импульсного отклика не привязан к размерам генерируемого экрана.

При временном изменении исходного шумового поля \mathbf{a} в соответствии с формулой (7) будет изменяться и результирующее поле \mathbf{S} . В частном случае временного изменения – движения в некотором направлении:

$$\mathbf{a}(x, y, t) = \mathbf{a}(\mathbf{r} - \mathbf{V}t), \quad \mathbf{r} = \{x, y\}, \quad (9)$$

в том же направлении, соответствующем скорости \mathbf{V} , будет «двигаться» и результирующее поле.

Наиболее просто реализовать движение в направлении одной из координатных осей. Рассмотрим последовательность действий алгоритма формирования прямоугольного случайного поля $M \times K$, движущегося в направлении оси x , фильтром \mathbf{H} размером $N \times N$.

1. Рассчитываем спектральную функцию фильтра $\Phi = \{\Phi_{ij}\}$ размером $N \times N$ с заданной амплитудной зависимостью $|\Phi(i, j)|$ и нулевой фазой $\text{Arg}(\Phi_{ij}) \equiv 0$.

2. С помощью Фурье-преобразования вычисляем функцию импульсного отклика $\mathbf{H} = \text{Re}(FT^{-1}[\Phi])$. Если все сделано правильно, то $\text{Im}(FT^{-1}[\Phi]) \approx 0$. Размер полученной функции – $N \times N$.

3. Генерируем поле $\mathbf{a} = \{a_{ij}\}$ из гауссовских случайных величин с нулевым средним и единичной дисперсией, содержащее $(M + N - 1)$ строк и N столбцов.

4. Вычисляем свертку поля \mathbf{a} и функции \mathbf{H} . В результате получаем столбец \mathbf{b} из M элементов:

$$b_i = \sum_{j=1}^N \sum_{k=1}^N a_{(i+k-1),j} H_{kj}. \quad (10)$$

Помещаем столбец \mathbf{b} на место первого столбца результирующего поля \mathbf{S} :

$$S_{i1} \leftarrow b_i, \quad (11)$$

и сдвигаем все строки \mathbf{S} вправо на 1 элемент.

5. Сдвигаем каждую строку исходного массива \mathbf{a} вправо на один элемент, а на место первого элемента в каждой строке записываем новые случайные числа a_{i1} .

6. Повторяем K раз шаги 4 и 5, в результате поле \mathbf{S} оказывается полностью заполненным сглаженными значениями S_{ij} , $i = \overline{1 \dots M}$, $j = \overline{1 \dots K}$.

7. При каждом повторении шагов 4 и 5 результирующий массив \mathbf{S} сдвигается на один элемент вправо, заполняясь слева столбцом новых значений.

Максимальная длина цикличности генерируемого случайного поля определяется разрядностью используемого генератора случайных чисел. Так, при использовании 32-битного генератора максимальная длина случайной последовательности $N_{\max} = 2^{32}$, для получения «ленты» шириной N при таком же размере функции импульсного отклика фильтра ширина исходного шумового поля должна равняться $(2N - 1)$, соответственно максимальная длина Q сглаженного поля составит $(N_{\max} - 2N^2 + 3N - 1) / (2N - 1)$, откуда при N_{\max} , $N^2 \gg N \gg 1$ получаем оценку:

$$Q \approx \frac{N_{\max}}{2N} - N. \quad (12)$$

При $N = 2^{10}$ для Q из (12) получаем примерное значение $2^{22} \approx 4 \cdot 10^6$.

Генерация фазовых экранов с колмогоровским спектром турбулентности

Метод скользящего сглаживания был разработан для синтеза случайных фазовых экранов, которые использовались для моделирования работы адаптивной оптической системы фазового сопряжения в условиях анизопланатизма [8, 9]. При моделировании подобной системы в качестве «тестовых» фазовых полей необходимо было синтезировать экраны, использование которых позволяет получить результаты, проверяемые другими способами, например аналитическими расчетами. Наиболее просто такие расчеты проводятся при использовании колмогоровской статистики флуктуаций показателя преломления турбулентной атмосферы. Пространственный спектр колмогоровской турбулентности описывается следующим выражением [1]:

$$\Phi_n(\mathbf{k}) = 0,033C_n^2 \mathbf{k}^{-11/3}, \quad (13)$$

где структурная постоянная C_n^2 характеризует интенсивность турбулентных флуктуаций показателя преломления атмосферы. Для плоской волны, прошедшей слой турбулентной среды толщиной L , двумерная спектральная плотность $\Phi_\phi(k)$ флуктуаций фазы в приближении геометрической оптики имеет вид [1]:

$$\Phi_\varphi(k) = \frac{8\pi^2}{\lambda^2} L\Phi_n(k), \quad (14)$$

где λ — длина волны излучения. Эта формула получается в приближении дельта-коррелированности флуктуаций показателя преломления атмосферы в направлении распространения излучения. Особенность колмогоровского спектра состоит в отсутствии характерных масштабов пространственных частот: на высоких пространственных частотах спектр плавно спадает до нуля и неограниченно возрастает на низких, имея в нуле неинтегрируемую особенность. Корректно воспроизвести колмогоровский спектр в компьютерном моделировании невозможно, и приходится либо использовать его модификации с явным введением внешнего масштаба, «обрезающего» спектральную плотность на низких частотах, либо использовать экраны размером, заведомо большим, чем апертура светового пучка. Амплитуду нулевой пространственной частоты дискретного спектра при этом полагают равной нулю, так как она определяет лишь среднее значение синтезируемого поля.

На рис. 1 приведены два фрагмента фазовых экранов S_1 и S_2 размером 128×1024 со спектром (14), сгенерированных методом скользящего сглаживания функциями импульсного отклика H различной ширины.

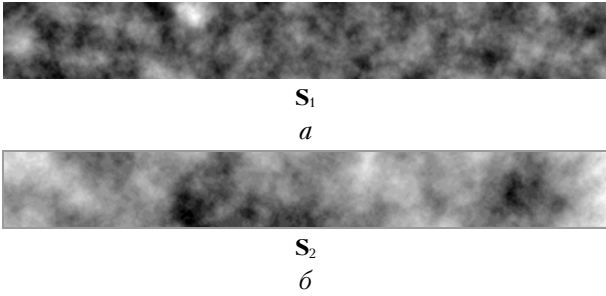


Рис. 1. Фазовые экраны размером 128×1024 пикселя, сгенерированные с разной шириной функции импульсного отклика H : a — экран S_1 , ширина H — 128; b — экран S_2 , ширина H — 512

При генерации экрана S_1 ширина функции H равнялась 128 (рис. 2). Экран S_2 сгенерирован при ширине H , равной 512. Из сравнения приведенных фрагментов видно, что увеличение ширины функции H в 4 раза позволяет получить экран с заметно большим относительным весом низкочастотных пространственных гармоник. Для количественного сравнения генерируемых экранов мы использовали их разложение на круговой апертуре в ряд по полиномам Цернике [10]:

$$S = \sum_{n,m} \beta_{nm} Z_{nm}, \quad (15)$$

где β_{nm} — коэффициенты разложения; n — максимальная степень радиального полинома; m — азимутальная частота моды Цернике. Подобный подход использовался также в работах [1, 3, 4]. Теоретические значения средних величин $\langle \beta_{nm}^2 \rangle$ для кол-

могоровского спектра турбулентности получены в работе [11].

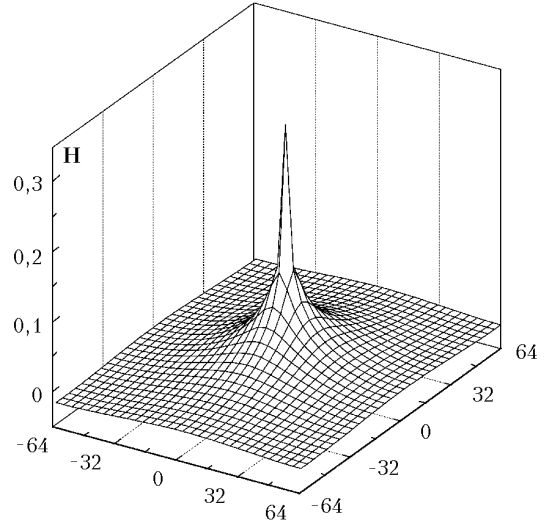


Рис. 2. Функция импульсного отклика 128×128

Эти значения определяют вклад соответствующих мод в общую дисперсию флуктуаций фазы на круговой апертуре и не зависят от азимутального индекса m :

$$\langle \beta_{nm}^2 \rangle = \alpha_n \gamma, \quad \gamma = \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3}. \quad (16)$$

Здесь D — диаметр круговой апертуры; r_0 — радиус корреляции светового поля, прошедшего слой турбулентной атмосферы [1, 11] (радиус Фрида). Коэффициенты α_n были использованы нами для сравнения генерируемых экранов. В расчетах использовались полиномы с радиальным индексом n от 1 до 7, всего 35 полиномов. Круговая апертура сдвигалась по экрану с шагом, равным ее размеру D , и вычислялись средние значения $\langle \beta_{nm}^2 \rangle$ квадратов коэффициентов разложения экрана по полиномам Цернике. Эти значения дополнительно усреднялись по азимутальному номеру m :

$$\langle \alpha_n \rangle = \gamma^{-1} (n+1)^{-1} \sum_{m=1}^{n+1} \langle \beta_{nm}^2 \rangle. \quad (17)$$

Для оценки среднего радиуса Фрида r_0 генерируемых экранов и вычисления параметра нормировки γ были использованы усредненные значения суммы квадратов коэффициентов разложения экрана по полиномам выше первого порядка — σ_1^2 и выше второго порядка — σ_2^2 , теоретические значения которых вычислены на основании работы [11]:

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 &= \sum_{n=2}^7 (n+1) \alpha_n = 0,122, \\ \sigma_2^2 &= \sum_{n=3}^7 (n+1) \alpha_n = 0,0524. \end{aligned} \quad (18)$$

Посчитанные по формулам (16), (17) коэффициенты $\langle \alpha_n \rangle$ и их теоретические значения для экранов S_1 и S_2 , изображенных на рис. 1, представлены на рис. 3.

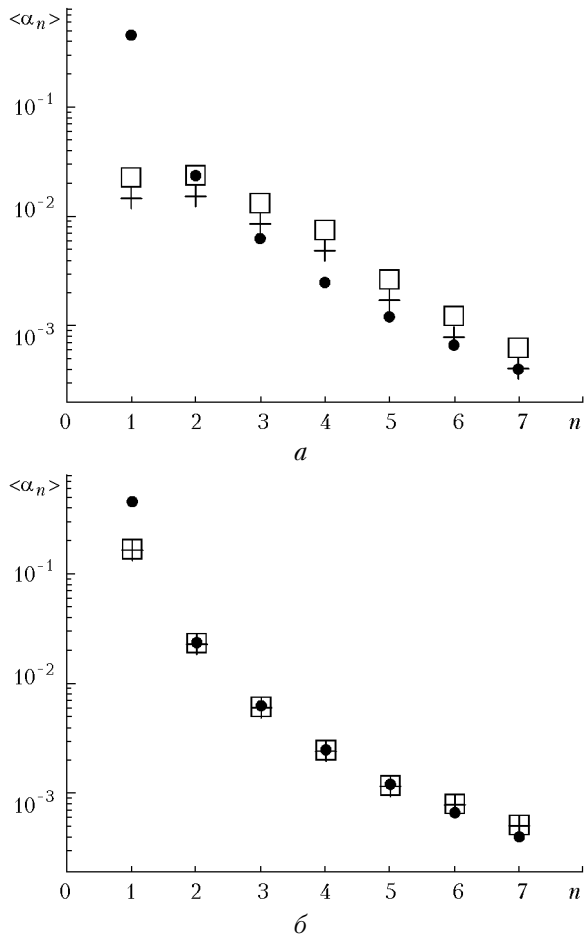


Рис. 3. Нормированные коэффициенты $\langle \alpha_n \rangle$ разложения экранов по полиномам Цернике: нормировка на сумму σ_1^2 (•); нормировка на сумму σ_2^2 (+); теоретические значения (•)

У экрана S_1 , сгенерированного с функцией импульсного отклика шириной 128, коэффициент $\langle \alpha_1 \rangle$ значительно меньше, а коэффициенты $\langle \alpha_3 \rangle \div \langle \alpha_7 \rangle$ — заметно больше, чем теоретические значения, что отражает недостаточную долю низших пространственных гармоник в его спектре. У экрана S_2 , сгенерированного с функцией импульсного отклика шириной 512, коэффициенты $\langle \alpha_2 \rangle \div \langle \alpha_7 \rangle$ практически совпадают со своими теоретическими значениями, и только величина $\langle \alpha_1 \rangle$, соответствующая средним по апертуре наклонам волнового фронта, несколько меньше теоретической. Сходный результат — повышение доли низкочастотных пространственных гармоник в генерируемом фазовом экране — достигался в работах [12, 13] за счет использования модифицированного спектрального метода, в соответствии с которым осуществлялось последовательное (итерационное) сгущение узлов расчетной сетки в спектральном пространстве в окрестности нулевой гармоники.

Согласно теоретическим представлениям распределение плотности вероятности фазовых искажений в турбулентной атмосфере должно быть гауссовским [1]. Таким же распределением должны обладать и фазовые экраны. Поэтому для заполнения исходного некоррелированного поля \mathbf{a} использовался генератор случайных чисел с нормальным распределением с нулевым средним и единичной дисперсией. Кроме этого, были также сгенерированы поля с использованием случайных чисел с равномерным распределением (с теми же средним и дисперсией). Сравнение показало, что использование исходных полей с различной статистикой приводит к практически одинаковым распределениям результирующего экрана. В таблице приведены сравнительные характеристики распределений, полученные для полей размером 128×8192 элементов: μ_1 — среднее значение, σ^2 — дисперсия, коэффициенты асимметрии μ_3/σ^3 и эксцесса $\mu_4/\sigma^4 - 3$, где μ_i — центральный момент i -го порядка. Эти результаты показывают, что при необходимости вместо генератора случайных чисел с нормальным распределением можно использовать более простой и быстрый генератор случайных чисел с равномерным распределением.

Статистические характеристики генерируемого экрана для нормального и равномерного распределений исходного шумового поля \mathbf{a}

Распределение \mathbf{a}	μ_1	σ^2	Асимметрия	Эксцесс
Нормальное	-0,11	6,49	0,12	-0,18
равномерное	-0,1	6,36	$-2 \cdot 10^{-4}$	0,12

Вычисление свертки в методе скользящего сглаживания требует выполнения большего числа операций, чем быстрое преобразование Фурье. Поэтому предложенный метод генерации движущихся экранов требует большего времени вычислений, чем спектральный метод. Однако этот недостаток компенсируется тем, что можно моделировать поля практически любого размера. Кроме того, в случайном поле, формируемом спектральным методом, возникает ложная корреляция на масштабах, больших половины ширины экрана, которая обусловлена пространственной периодичностью суммируемых гармоник Фурье. Поэтому для таких полей следует использовать одну четверть получаемого экрана [12]. Метод скользящего сглаживания позволяет повысить долю использования ширины экрана путем увеличения размера функции импульсного отклика.

В работе [14] описана модификация спектрального метода, которая позволяет приближенно моделировать прямоугольные фазовые экраны, а также осуществлять их «сшивание» для получения экранов необходимой длины и устранения периодичности. В отличие от такого подхода метод скользящего сглаживания позволяет получать экраны сколь угодно большой длины в рамках единой регулярной процедуры. Кроме того, любое преобразование результирующего экрана, которое нам необходимо получить, достаточно совершить над исходным некоррелированным полем, после чего провести его скользящее сглаживание. Для получения

такого результата в рамках спектрального метода требуемое преобразование спектра может быть весьма сложным.

Генерация движущихся экранов методом скользящего сглаживания при необходимости легко дополняется упомянутым методом учета флуктуаций скорости ветра [5], что позволяет лучше моделировать прохождение световых пучков через турбулентную атмосферу.

1. *Лукин В.П., Фортес Б.В.* Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 214 с.
2. *Rusbridge M.G.* On the realization of random surfaces // *J. Comput. Phys.* 1968. V. 2. Issue 3. P. 288–298.
3. *Chesnokov S.S., Davletshina I.V., Koryabin A.V., Shmalhausen V.I.* Laboratory simulation of large scale wavefront distortions in turbulent atmosphere // *Proc. SPIE.* 1995. V. 2771. P. 215–225.
4. *Vorontsov M.A., Ricklin J.C., Miller W.B., Iroshnikov N.G.* Optical simulation of imaging systems using multiple turbulent phase screens // *Proc. SPIE.* 1994. V. 2312. P. 136–140.
5. *Dudorov V.V., Kolosov V.V., Filimonov G.A.* Algorithm for formation of an infinite random turbulent screen // *Proc. SPIE.* 2005. V. 6160. Ch. 1. P. 160–168.
6. *Рытов С.М.* Введение в статистическую радиофизику. М.: Наука, 1966. 317 с.
7. *Гудмен Дж.* Введение в Фурье-оптику. М.: Мир, 1970. 364 с.
8. *Моради М., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И.* Модель адаптивной оптической системы в турбулентной атмосфере // *Вестн. МГУ. Сер. 3.* 2004. № 6. С. 61–63.
9. *Моради М., Корябин А.В., Шмальгаузен В.И.* Моделирование анизопланатизма адаптивной оптической системы в турбулентной атмосфере // *Оптика атмосф. и океана.* 2005. Т. 18. № 10. С. 863–867.
10. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. М.: Наука, 1973. 720 с.
11. *Noll R.J.* Zernike polynomials and atmospheric turbulence // *J. Opt. Soc. Amer.* 1976. V. 66. N 3. P. 207–211.
12. *Шленов С.А., Кандидов В.П.* Формирование пучка филаментов при распространении фемтосекундного лазерного импульса в турбулентной атмосфере. Ч. 1. Метод // *Оптика атмосф. и океана.* 2004. Т. 17. № 8. С. 630–636.
13. *Johansson E.M., Gavel D.T.* Simulation of stellar speckle imaging // *Proc. SPIE.* 1994. V. 2200. P. 372–383.
14. *Воронцов А.М., Парамонов П.В.* Моделирование протяженных фазовых экранов в задачах распространения оптического излучения в атмосфере // *Изв. вузов. Радиофиз.* 2006. Т. XLIX. № 1. С. 21–34.

A.V. Koryabin, V.I. Shmalhausen. **Spatial smoothing method for atmospheric turbulence simulation.**

Numerical method is described for computer simulation of atmospheric turbulence with arbitrary spatial spectrum in case of transversal wind. The method is based on the spatial smoothing of the initial uncorrelated random field with a filter with PSF obtained by inverse Fourier transform of the original spectrum. The method offers a possibility to simulate phase screens with practically unlimited length and is free of some restrictions for the spectral one. Examples of the Kolmogoroff spectrum field simulation are presented.