

Н.Ф. Борисова, И.В. Иванова, В.С. Сиразетдинов

## Численное моделирование распространения лазерных пучков через турбулентную струю авиадвигателя

*НИИ комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем,  
г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.*

Поступила в редакцию 4.08.2003 г.

На основе метода Монте-Карло разработана численная математическая модель, которая описывает выходящие за рамки стандартной модели турбулентного слоя экспериментально обнаруженные особенности: сильную зависимость от длины волны излучения и пространственную анизотропию статистических характеристик искаженного пучка.

Сравнение результатов численных имитационных экспериментов с данными, полученными в натурном эксперименте, свидетельствует о правильности заложенных в основу математической модели методик и алгоритмов расчетов. С учетом неизбежных погрешностей измерений практически все статистические характеристики возмущенных лазерных пучков, полученные в различных конфигурациях натурального и имитационного эксперимента, хорошо соответствуют друг другу.

### Введение

Исследования пространственных характеристик лазерного излучения, прошедшего зону сильной турбулентности, такую как участок струи турбореактивного двигателя, актуальны как для развития теоретических моделей воздействия турбулентной атмосферы на лазерное излучение, так и для практических приложений. Умение правильно прогнозировать характеристики искаженного лазерного пучка позволяет оценить и оптимизировать условия эффективной работы лазерных информационных систем в условиях помех.

Для решения такого рода задач на стадии проектирования систем важно иметь математическую модель, адекватно описывающую распространение лазерного пучка в турбулентной среде. Создание такой численной математической модели, позволяющей имитировать предполагаемые экспериментальные ситуации, и явилось целью нашей работы.

Исследование включало в себя три следующих основных этапа:

- постановку натурального эксперимента по распространению лазерных пучков через струю турбореактивного двигателя;
- разработку численной математической модели распространения лазерных пучков;
- проведение имитационного численного эксперимента, верификацию разработанной модели распространения излучения на основе сравнения результатов натурального и имитационного экспериментов.

### 1. Постановка натурального эксперимента

При постановке натурального эксперимента учитывалась конечная цель настоящего исследования – создание математической модели. В связи с этим в экс-

перименте осуществлялась регистрация «мгновенных» изображений лазерных пучков в цифровом виде. Это позволяет применить единые методики обработки получаемых данных в натурном и имитационном эксперименте, если численное моделирование осуществляется методом статистических испытаний (методом Монте-Карло). Из этих же соображений на входе в струю формировались лазерные пучки с равномерным распределением интенсивности по сечению и плоским волновым фронтом, поскольку именно такие пучки реализуются на практике в эффективных лазерных системах и для них хорошо известен вид функции когерентности, используемой при анализе статистических характеристик искаженного излучения.

Оптическая схема натурального эксперимента, условия его проведения и полученные результаты подробно описаны ранее в [1, 2], поэтому здесь кратко отметим лишь наиболее существенные детали. Струя авиадвигателя просвечивалась импульсным лазерным излучением одновременно на двух длинах волн (0,53 и 1,06 мкм), на расстоянии ~ 0,5 м от среза сопла, под углами 90 и 45° к оси струи (длина пути излучения в турбулентной зоне 0,8 и 1,4 м соответственно). Диаметры пучков составляли 10 и 30 мм, длительность импульса излучения не превышала 50 нс. В каждом цикле измерений регистрировалось до полутора тысяч «мгновенных» распределений интенсивности искаженного лазерного излучения в дальней зоне пучка.

В ходе экспериментов было обнаружено, что под воздействием струи угловая расходимость пучка с  $\lambda = 1,06$  мкм увеличивалась примерно в 5–10 раз, а с  $\lambda = 0,53$  мкм в 20–30 раз. Во всех экспериментальных ситуациях угловая расходимость пучков с  $\lambda = 0,53$  мкм по абсолютной величине в два-три раза превышала угловую расходимость излучения

$\lambda = 1,06$  мкм, что не находит объяснения в рамках стандартной модели турбулентного слоя. Кроме этого в эксперименте наблюдалась азимутальная асимметрия угловых распределений интенсивности лазерных пучков.

Измеренная в эксперименте дисперсия случайных угловых смещений пучка имела такие же особенности, как и усредненное угловое распределение возмущенного излучения: сильную зависимость величины дисперсии от длины волны излучения и азимутальную асимметрию.

Анализ [1, 2] показал, что экспериментальные зависимости усредненных угловых характеристик возмущенного струей лазерного пучка от длины волны излучения хорошо согласуются с теоретической моделью случайно-неоднородной среды, в которой спектр неоднородностей показателя преломления описывается комбинацией обычной спектральной функции Кармана с дополнительной многомасштабной, увеличивающей вклад высокочастотных компонент в области пространственных частот  $\geq 10^3 \text{ м}^{-1}$ :

$$\Phi_n(p) = 0,033C_n^2 \left\{ \frac{(L_{0x}L_{0y})^{11/6}}{[1 + (p_x L_{0x})^2 + (p_y L_{0y})^2]^{11/6}} + B \left[ \left( \frac{2\pi}{L_s} \right)^2 + p^2 \right]^{-11/6} \right\}, \quad (1)$$

где  $p_x$  и  $p_y$  – компоненты вектора пространственной частоты;  $p^2 = p_x^2 + p_y^2$ ;  $C_n^2$  – структурная характеристика показателя преломления в турбулентной среде;  $L_{0x}$ ,  $L_{0y}$  – внешние масштабы турбулентности в горизонтальном (вдоль струи) и вертикальном (ортогонально оси струи) направлениях соответственно;  $B$  и  $L_s$  – подобранные по экспериментальным данным численный коэффициент и масштаб для дополнительной высокочастотной спектральной функции.

На основе данных натурального эксперимента для спектральной функции (1) были получены следующие оценки значений входящих в нее параметров [1, 2]:

$$C_n^2 = (1,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3},$$

$$L_{0x} \approx 0,35 \text{ м} \text{ и } L_{0y} \approx 0,7 \text{ м}, \quad B \sim 10 \text{ и } L_s \sim 1 \text{ мм}.$$

## 2. Математическая модель распространения лазерных пучков

Общая схема математической модели распространения лазерного пучка поперек струи такова: невозмущенный лазерный пучок с заданными параметрами пересекает тонкий случайно-неоднородный фазовый экран, моделирующий слой турбулентной среды, и далее распространяется в свободном пространстве. Длина пути пучка в струе в экспериментах составляла около 1 м, и индекс сцинтилляций излучения на выходе из струи  $\beta_0^2$  не превышал значения 0,15, т.е. выполнялось условие  $\beta_0^2 \ll 1$ . Поэтому моделирование турбулентной струи при распространении лазерного пучка осуществлялось одним случай-

ным фазовым экраном [3]. Такой имитационный эксперимент осуществляется многократно со статистически независимыми фазовыми экранами.

Основными моментами, определяющими эффективность разрабатываемой модели, являются выбор метода формирования фазового экрана, обеспечивающего адекватное воздействие на лазерный пучок неоднородностей как с низкими, так и с высокими пространственными частотами, и выбор экономичного метода расчета распространения пучка в свободном пространстве, позволяющего за относительно небольшое время многократно провести единственный эксперимент и получить статистически значимые результаты.

Зная двумерный пространственный спектр (1), нетрудно получить [4] спектр случайно-неоднородного набега фазы, приобретаемого лазерным пучком при пересечении турбулентной струи

$$\Phi_s(p) = 2\pi H K^2 \Phi_n(p),$$

где  $K = 2\pi/\lambda$ ;  $H$  – длина турбулентной зоны вдоль траектории пучка. Случайно-неоднородное поле самой фазы  $S(x, y)$  можно получить методом спектральной выборки путем суммирования ряда Фурье со случайными коэффициентами [5] по следующей формуле:

$$S(x, y) = \text{Re} \left\{ \sum_{n=-N/2}^{N/2} \sum_{m=-N/2}^{N/2} (a_{n,m} + ib_{n,m}) \times \right. \\ \left. \times \Delta p \sqrt{\Phi_s(p_n, p_m)} e^{i[n(2\pi x/L) + m(2\pi y/L)]} \right\}, \quad (2)$$

где  $N$  – общее число суммируемых гармоник;  $a_{n,m}$  и  $b_{n,m}$  – пары вещественных случайных величин, имеющих нормальное распределение с нулевым средним и дисперсией, равной единице:

$$\langle a_{n,m} \rangle = \langle b_{n,m} \rangle = 0; \quad \langle a_{n,m}^2 \rangle = \langle b_{n,m}^2 \rangle = 1;$$

$L$  – линейный размер экрана, определяющий минимальную пространственную частоту, присутствующую в сумме гармоник, и шаг сетки в частотной области:

$$\Delta p = 2\pi/L; \quad p_n = n\Delta p \text{ и } p_m = m\Delta p.$$

Мнимая часть этого ряда дает еще одну независимую случайную реализацию фазового экрана.

Решая поставленную задачу, следует определить число суммируемых гармоник, достаточное для моделирования экрана. Известно [6], что размер экрана должен превышать внешний масштаб турбулентности, т.е.  $L \geq L_{0x,0y}$ , тогда число гармоник должно быть порядка  $N = \max(L_{0x,0y})/h$ , где  $h$  – минимальный размер неоднородностей в фазовом экране, которые необходимо учитывать в расчетах. Из вида выражения (1) следует лишь, что  $h < L_s$ . Чтобы определить конкретное значение, необходимо сопоставить экспериментальные и расчетные данные по флуктуациям интенсивности возмущенного лазерного пучка. Результаты такого анализа приведены на рис. 1, где представлены фотографии нескольких единичных реализаций дальнопольных изображений возмущенного лазерного пучка.

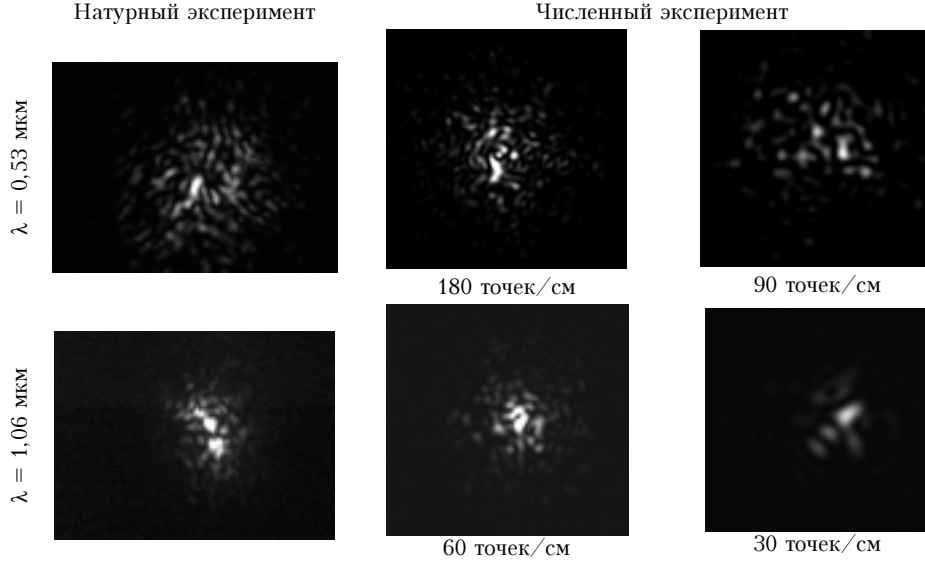


Рис. 1. Единичные реализации дальнопольных изображений возмущенного лазерного пучка, полученные в натурном и численном экспериментах при различном шаге дискретизации расчетной сетки в плоскости случайно-неоднородного фазового экрана

Рис. 1 демонстрирует отчетливую зависимость структуры рассчитанной спекл-картины в сечении пучка от величины интервала дискретизации расчетной сетки в плоскости случайно-неоднородного фазового экрана. Требуемая для правильного моделирования распространения пучков величина шага сетки была выбрана по степени сходства флуктуационных характеристик:

$$h \sim 0,2L_s \text{ для } \lambda = 1,06 \text{ мкм и } h \sim 0,15L_s \text{ для } \lambda = 0,53 \text{ мкм.}$$

Поскольку  $L \sim 1$  м, а  $L_s \sim 1$  мм, то нетрудно видеть, что требуемое число гармоник  $N \sim 10^4 \times 10^4$  получается катастрофически большим даже при использовании быстрого преобразования Фурье (БПФ). Однако можно воспользоваться тем, что диаметр лазерного пучка много меньше, чем внешние масштабы турбулентности, и моделировать турбулентный слой двумя последовательно расположенными случайными фазовыми экранами  $S1(x, y)$  и  $S2(x, y)$ , порождаемыми неоднородностями показателя преломления с размерами соответственно меньше и больше, чем диаметр пучка  $D$ . Тогда экран  $S1(x)$  будет представлен рядом вида (2), где  $L = L_D \approx (2-3)D$ , и для расчета фильтрующей функции, определяющей коэффициенты ряда, можно использовать лишь часть спектра (1) с частотами больше  $p_D = 2\pi/D$ , т.е.

$$\Phi1_n(p_n, p_m) = 0,033C_n^2 \left\{ \left[ \left( \frac{2\pi}{L_D} \right)^2 + (p_n^2 + p_m^2) \right]^{-11/6} + B \left[ \left( \frac{2\pi}{L_s} \right)^2 + (p_n^2 + p_m^2) \right]^{-11/6} \right\}. \quad (3)$$

В эксперименте максимальное значение  $D = 30$  мм, поэтому для расчета такого экрана доста-

точно ограничиться числом гармоник  $N = 512$ . Вычисление значений фазы осуществлялось с применением процедуры БПФ, для чего ряд Фурье приводится к виду

$$S(k\delta, j\delta) = \text{Re} \left\{ \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N (a1_{n,m} + ib1_{n,m}) \times \Delta p \sqrt{\Phi1(p_n, p_m)} e^{[i(2\pi nk/N + 2\pi mj/N)]} \right\}, \quad (4)$$

где  $\delta = L_D/N$  – шаг расчетной сетки на фазовом экране;  $k = 1, 2, \dots, N$  и  $j = 1, 2, \dots, N$ .

Оставшаяся часть спектра  $\Phi2(p) = \Phi(p) - \Phi1(p)$  использовалась для расчета экрана  $S2(x, y)$  путем прямого суммирования низкочастотных гармоник, при этом ряд вида (2) обрывается на гармонике с максимальной пространственной частотой  $\sim 1/D$  (число гармоник оказывается равным  $\sim L/D$ ). В этом случае пространственные частоты гармоник, формирующих экраны  $S1(x, y)$  и  $S2(x, y)$ , практически не перекрываются и экраны оказываются некоррелированными [5], что позволяет их рассчитывать независимо. Точное число низкочастотных гармоник определяется путем сравнения аналитической аппроксимации структурной функции случайной фазы, соответствующей найденному спектру (1), и вычисленной структурной функции суммы случайных экранов  $S1(x, y) + S2(x, y)$ . На рис. 2 приведены результаты такого сравнения.

Видно, что для учета влияния крупномасштабных неоднородностей на характеристики лазерных пучков в низкочастотном экране нужно оставлять достаточно много (около 100) гармоник. Тем не менее этот метод не приводит к катастрофическому увеличению машинного времени при расчете фазового экрана.

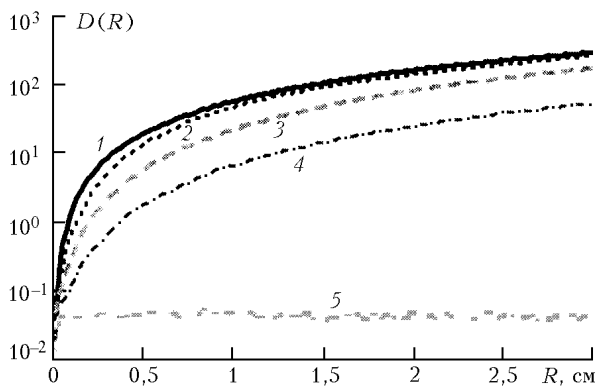


Рис. 2. Структурная функция фазы при различном количестве низкочастотных гармоник, учтенных при расчете фазового экрана (диапазон пространственных частот  $2\pi/L - 2\pi N/L$ ).  $C_n^2 = 1,4 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$ ,  $L_{0x}, L_{0y} = 0,7 \text{ м}$ ,  $l_0 = 3 \text{ мм}$ ,  $H = 1,5 \text{ м}$ ;  $R$  – поперечная координата: кривая 1 – теоретическая структурная функция для спектра Кармана; 2 –  $N = 100$ , 3 – 10, 4 – 2 гармоник; 5 – структурная функция экрана  $S1(r)$

Рассмотрим алгоритм численного моделирования процесса распространения искаженного турбулентной струей лазерного пучка.

Обычно в такого рода задачах распространение узконаправленного лазерного пучка в свободном пространстве рассчитывается путем решения волнового уравнения в параболическом приближении [5, 6]. Для этого к комплексной амплитуде лазерного пучка применяется Фурье-преобразование: прямое в начальной плоскости дистанции распространения пучка и обратное в конце траектории, т.е. в плоскости наблюдения. Однако в нашем случае для моделирования процесса распространения узкого лазерного пучка можно использовать интеграл Гюйгенса–Френеля.

Если комплексная амплитуда поля пучка сразу за фазовым экраном имеет вид

$$U(x, y, z) = U_0(x, y, z) \exp[iS(x, y)],$$

то согласно принципу Гюйгенса–Френеля амплитуда поля в плоскости с координатой  $z'$  может быть найдена из интегрального соотношения

$$U(x', y', z') = \frac{e^{[ik(z' - z)]}}{i\lambda(z' - z)} e^{[ik(x'^2 + y'^2)/(2(z' - z))]} \times \int_D \left\{ U(x, y, z) e^{[ik(x^2 + y^2)/(2(z - z'))]} \right\} \times e^{[-i(q_x x' + q_y y')]} dx dy, \quad (5)$$

где  $q_x = kx'/(z' - z)$  и  $q_y = ky'/(z' - z)$ .

Как видно из этого соотношения, амплитуду поля в плоскости наблюдения можно рассматривать как Фурье-преобразование от выражения в фигурных скобках, при этом роль «пространственных частот» играют переменные  $q_x$  и  $q_y$ . Для перехода в окончательном выражении к координатам плоскости наблюдения аргументы–трансформанты Фурье  $q_x$  и  $q_y$  – следует соответствующим образом масштабировать. Таким образом, при использовании этого ме-

тода в расчете процедуру БПФ следует применить только один раз.

Применение процедуры БПФ накладывает ограничения на допустимые изменения фазы подынтегрального выражения на длине шага расчетной сетки, определяемые условием  $(x_{j+1} - x_j)\psi'(x_j, y) < \pi$  (условие Найквиста [6]), где  $\psi'(x_j, y)$  – частная производная по  $x$  от функции

$$\psi(x, y) = S(x, y) + \pi(x^2 + y^2)/\lambda(z' - z).$$

Отсюда следует, что моделируемая дистанция распространения волны должна превышать определенное минимальное значение

$$z' - z \geq 2D(x_{j+1} - x_j)/\lambda.$$

В нашем случае  $(z' - z)_{\min} \sim 10 \text{ м}$ . Отметим для сравнения, что при моделировании методом решения параболического уравнения с применением БПФ имеет место противоположное ограничение [6]:

$$z' - z \leq 2L(x_{j+1} - x_j)/\lambda,$$

что несколько осложняет моделирование распространения лазерного пучка на большие дистанции. Это послужило еще одним аргументом в пользу выбора алгоритма моделирования с использованием интеграла Гюйгенса–Френеля.

### 3. Результаты численного эксперимента

Программное обеспечение модели разработано на языке ФОРТРАН-90 и помимо процедур расчета единичных реализаций комплексной амплитуды поля возмущенного лазерного пучка на заданной дистанции распространения включает программы расчета распределений интенсивности излучения в плоскости наблюдения, определения усредненного по ансамблю реализаций распределения интенсивности, флуктуаций интенсивности в каждой точке сечения пучка и центра распределения интенсивности для каждой реализации. Это те основные характеристики возмущенных турбулентной средой лазерных пучков, которые представляют интерес для многих практических приложений.

Как уже отмечалось, натуральный эксперимент был поставлен таким образом, что для получения указанных характеристик излучения по экспериментальным изображениям пучков использовались такие же программы. Это позволило проводить непосредственное сравнение результатов натурального и имитационного численного эксперимента и осуществить верификацию разработанной математической модели. Примеры усредненных распределений интенсивности в дальней зоне пучка (угловых распределений) представлены на рис. 3, из которого видно достаточно хорошее соответствие результатов натурального и численного экспериментов.

Численный эксперимент (рис. 3, б) отражает наблюдаемую в натуральных исследованиях сильную зависимость угловой ширины распределения интенсивности от длины волны излучения только в случае дополнения спектра неоднородностей случайного фазового экрана высокочастотными компонентами [второе слагаемое в (1)].

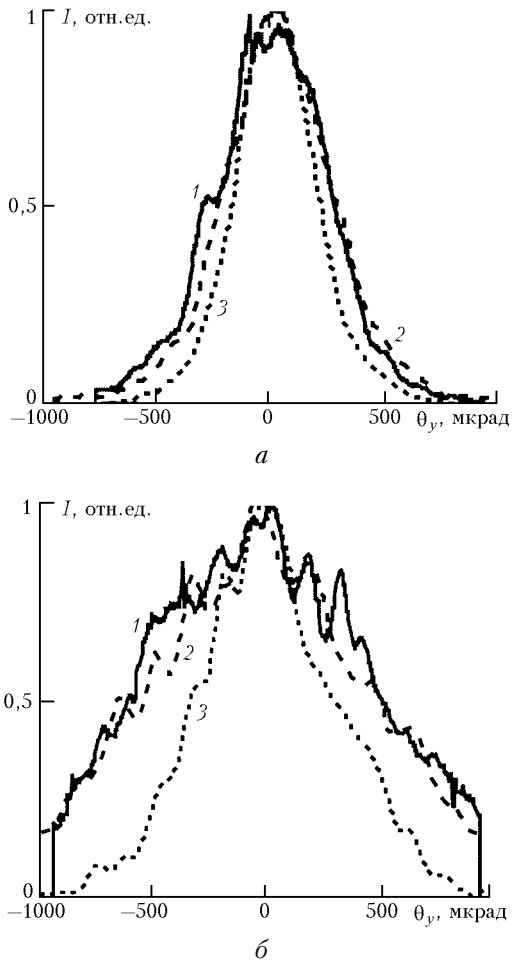


Рис. 3. Пример усредненного углового распределения интенсивности в дальней зоне: лазерный пучок диаметром 10 мм пересекает турбулентную струю под углом 45°,  $\lambda = 1,06$  мкм (а) и 0,53 мкм (б): кривая 1 – натуральный эксперимент; 2 – численный эксперимент при использовании комбинации спектра Кармана и дополнительной высокочастотной функции (1); 3 – численный эксперимент при использовании спектра Кармана

Влияние высокочастотных компонент спектра на флуктуации интенсивности иллюстрируется рис. 4, где представлены примеры распределений по поперечному сечению возмущенного пучка индекса флуктуаций интенсивности излучения (индекса мерцаний).

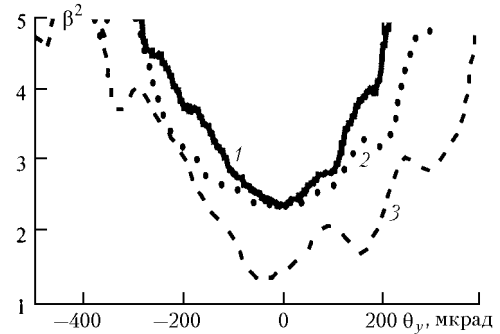


Рис. 4. Примеры распределений по поперечному сечению возмущенного 10-мм пучка индекса флуктуаций интенсивности излучения  $\beta^2 = [\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2] / \langle I \rangle^2$ ,  $\lambda = 1,06$  мкм, угол пересечения со струей 45°: кривая 1 – натуральный эксперимент; 2 – численный эксперимент при использовании комбинированного спектра (1); 3 – численный эксперимент при использовании спектра Кармана

В таблице приведены результаты сравнения статистических характеристик возмущенных пучков, полученных для всех экспериментальных ситуаций в натурном и численном экспериментах. Можно отметить, что в пределах разброса данных натурального эксперимента наблюдается хорошее соответствие результатов.

Таким образом, детальное сравнение результатов статистической обработки изображений возмущенных лазерных пучков, полученных в натурном и численном имитационном экспериментах, доказывают надежность разработанной в настоящей работе численной модели распространения лазерных пучков через турбулентную струю авиадвигателя и ее адекватность моделируемому процессу.

**Сравнение величин угловой полуширины  $\theta_x$  и  $\theta_y$  по уровню 1/e, дисперсии блужданий центра пучка  $\sigma_x$  и  $\sigma_y$  и индекса флуктуаций интенсивности на оси пучка  $\beta^2 = [\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2] / \langle I \rangle^2$ , полученных в натурном и численном экспериментах**

$\lambda$ , мкм	Параметр пучка	Угол пересечения со струей, $\phi$							
		90° ( $H = 0,8$ м)				45° ( $H = 1,4$ м)			
		Диаметр пучка, мм							
		10		30		10		30	
Эксперимент									
		натурн.	числ.	натурн.	числ.	натурн.	числ.	натурн.	числ.
1,06	$\theta_x$ мкрад	145 ± 20	180	140 ± 20	165	225 ± 30	253	210 ± 30	265
	$\theta_y$ мкрад	220 ± 30	241	205 ± 30	235	320 ± 40	345	310 ± 40	360
	$\sigma_x$ мкрад	85 ± 10	103	50 ± 5	53	130 ± 15	132	85 ± 10	77
	$\sigma_y$ мкрад	130 ± 15	143	80 ± 10	79	160 ± 15	197	115 ± 10	102
	$\beta^2$	2,1 ± 0,2	2	2 ± 0,2	1,8	2,7 ± 0,2	2,2	2,2 ± 0,2	1,6
0,53	$\theta_x$ мкрад	420 ± 50	390	415 ± 50	405	560 ± 70	600	530 ± 70	660
	$\theta_y$ мкрад	505 ± 60	460	470 ± 60	525	750 ± 90	715	725 ± 90	730
	$\sigma_x$ мкрад	175 ± 20	178	115 ± 5	94	245 ± 25	235	175 ± 20	157
	$\sigma_y$ мкрад	195 ± 20	200	135 ± 5	140	295 ± 30	350	220 ± 20	250
	$\beta^2$	1,9 ± 0,2	1,7	1,8 ± 0,2	1,5	1,5 ± 0,2	1,5	1,5 ± 0,2	1,5

## Заклучение

На основе метода Монте-Карло разработана численная математическая модель, которая описывает выходящие за рамки стандартной модели турбулентного слоя экспериментально обнаруженные особенности: сильную зависимость от длины волны излучения и пространственную анизотропию статистических характеристик искаженного пучка.

Для передачи широкого спектрального диапазона случайный экран моделировался путем разделения его на два – высокочастотный (с частотами более  $2\pi/D$ ) и низкочастотный экраны (с частотами менее  $2\pi/D$ ). Оба экрана формируются традиционным для оптики турбулентной атмосферы методом спектральной выборки в виде ряда Фурье со случайными амплитудами пространственных гармоник, что позволяет применить процедуру БПФ. Процесс распространения пучка за фазовым экраном моделируется на основе принципа Гюйгенса–Френеля с применением БПФ, что ускоряет процедуру вычисления по сравнению с традиционным методом решения параболического уравнения.

Для геометрических конфигураций, осуществленных в натуральных экспериментах, был проведен цикл численных имитационных экспериментов, при этом обработка данных численного и натурального экспериментов проводилась по единой методике. Срав-

нение результатов свидетельствует о правильности заложенных в основу математической модели методик и алгоритмов расчетов. С учетом неизбежных погрешностей измерений практически все статистические характеристики возмущенных лазерных пучков, полученные в различных конфигурациях натурного и имитационного экспериментов, хорошо соответствуют друг другу.

1. Сиразетдинов В.С., Дмитриев Д.И., Иванова И.В., Титтертон Д.Г. Воздействие струи турбореактивного авиационного двигателя на лазерное излучение. Ч. 1. Угловой спектр возмущенного пучка // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 900–905.
2. Сиразетдинов В.С., Дмитриев Д.И., Иванова И.В., Титтертон Д.Г. Воздействие струи турбореактивного авиационного двигателя на лазерное излучение. Ч. 2. Случайные блуждания возмущенного пучка // Оптика атмосф. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 906–910.
3. Кандидов В.П. Метод Монте-Карло в нелинейной статистической оптике // Успехи физ. наук. 1996. Т. 166. № 12. С. 1309–1338.
4. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
5. Лукин В.П., Фортес Б.В. Адаптивное формирование пучков и изображений в атмосфере. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 1999. 211 с.
6. Непт Д.Л. Расчет временных характеристик стохастических волн методом фазовых экранов // ТИИЭР. 1983. Т. 71. № 6. С. 40–58.

### *N.F. Borisova, I.V. Ivanova, V.S. Sirazetdinov. Numerical simulation of laser beam propagation through a turbulent jet of aero-engine.*

On the basis of Monte-Carlo method a numerical mathematical model for laser beam propagation through a turbulent jet of aero-engine has been developed. The model describes the experimentally detected features beyond the framework of the standard model of a turbulent layer: strong dependence on the radiation wavelength and spatial anisotropy of the distorted beam's statistical characteristics.

A numerical simulation experiment, verification and adjustment of the developed beam propagation model for the following comparison of results obtained from full-scale and simulation experiments were carried out.

With allowance for inevitable errors of measurements and calculations, there is a good agreement between almost all statistical characteristics of disturbed laser beams obtained in different configurations during full-scale and imitative experiments.