

В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык

Экспериментальные исследования смещения изображения лазерного пучка в турбулентной атмосфере

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 4.10.2004 г.

Анализируются результаты экспериментальных исследований по распространению лазерного пучка в условиях развитой конвективной турбулентности над нагретой поверхностью. Значения числа Рэлея в используемой модели $Ra \sim 10^8 \div 10^{10}$. Лазерный луч ($\lambda = 0,63$ мкм) распространялся на высотах 18, 25, и 36 см над поверхностью. Длина пути была 2 м. Оптическая система формировала плоскую волну с гауссовым распределением интенсивности. Смещения лазерного пучка измерялись одновременно по горизонтальной и вертикальной координатам. Вычислялись дисперсия смещения $\sigma_\alpha^2(2R)$, корреляционная функция $b(\tau)$ и спектральная плотность флуктуаций $fW(f)$. Определена зависимость дисперсии флуктуаций центра тяжести изображения источника от диаметра приемника на различных высотах над поверхностью.

Введение

Распространение лазерного излучения в турбулентной среде сопровождается случайными искажениями фазового фронта волны, которые, в свою очередь, приводят к флуктуациям интенсивности, блужданиям пучка и флуктуациям центра тяжести изображения источника. К настоящему времени вопросы распространения излучения в случайно-неоднородных средах рассмотрены достаточно полно теоретически и экспериментально для случая изотропных сред, описываемых кармановской моделью турбулентности. Результаты этих исследований обобщены в монографиях [1–4]. Однако достаточно часто встречаются случаи, когда среда не является изотропной. К такому состоянию приводят различного рода гидродинамические неустойчивости, восходящие тепловые потоки над городами и пожарами.

Вопросам искажения лазерного излучения в анизотропных средах посвящены работы [5–8]. В экспериментальных исследованиях, результаты которых приведены в [5, 6], обнаружено различие дисперсий блуждания пучков в горизонтальном и вертикальном направлениях при распространении лазерного пучка через струю турбореактивного двигателя. В работе [8] также указано на анизотропию профилей пучка, распространяющихся над городом на наклонной трассе при наличии вертикальных течений.

В однородной, изотропной турбулентной среде дисперсия случайных смещений изображения источника плоской волны σ_α^2 определяется через структурную функцию флуктуаций фазы $D_s(\rho)$ и в инерционном интервале спектра имеет вид [1]:

$$\sigma_\alpha^2 = \frac{D_s(2R)}{4k^2R^2} = \frac{1}{\pi k^2R^2} \times$$

$$\times \int_0^{2R} \left[D_s^*(\rho) + \frac{D_s'(\rho)}{\rho} \right] \left[\arccos\left(\frac{\rho}{2R}\right) - \frac{\rho}{2R} \sqrt{1 - \left(\frac{\rho}{2R}\right)^2} \right] \rho d\rho; \quad (1)$$

$$D_s(\rho) = 2,84C_n^2k^2L(\rho)^{5/3} \quad \text{при } 2R \gg \sqrt{\lambda L}, \quad (2)$$

$$\sigma_{\alpha 0}^2(2R) = 2,84C_n^2L(2R)^{-1/3}, \quad (3)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; λ – длина волны; $2R$ – диаметр приемника; L – длина трассы; ρ – разнос точек наблюдения; C_n^2 – структурная характеристика показателя преломления среды.

Граница инерционного интервала спектра определяется со стороны высоких частот внутренним масштабом турбулентности l_0 (размер порядка нескольких миллиметров), а со стороны низких частот – внешним масштабом L_0 , который зависит от высоты: $L_0 = \kappa_1 h$, где $\kappa_1 = 0,4$ – постоянная Кармана; h – высота распространения пучка над поверхностью. В работе [9] границы инерционного интервала определялись из оптических измерений временных флуктуаций фазы и разности фаз в условиях развитой турбулентности на трассах длиной 95 и 200 м. Пространственная структурная функция флуктуаций фазы $D_s(\rho) \approx \rho^{5/3}$ в области разноса пучков от 2–3 до 30–40 см. При больших разносах наступает насыщение флуктуаций фазы. В эксперименте лазерный пучок распространялся на высоте 1,5–2 м, т.е. флуктуации фазы насыщаются на масштабах $\sim 0,2h$ или $\sim 0,5L_0$.

Отметим также, что расчетные значения зависимости дисперсии флуктуаций фазы, учитывающие внешний масштаб, дают более медленное и плавное насыщение $D_s(\rho)$, чем это следует из экспериментов [9]. С учетом внешнего (энергетического) масштаба спектр флуктуаций показателя преломления записывается в виде [4]:

$$F_\varepsilon(\kappa) = 0,32C_n^2\kappa^{-11/3}\left(1 + \frac{\kappa_0^2}{\kappa^2}\right)^{-11/6}, \quad (4)$$

где $\kappa = 2\pi/l$ – волновое число, соответствующее масштабу турбулентности l ; $\kappa_0 = 2\pi/L_0$ – волновое число, соответствующее внешнему масштабу турбулентности L_0 .

Дисперсия случайных смещений изображения коллимированного пучка σ_α^2 , рассчитанная с учетом внешнего масштаба, записывается в виде [4]:

$$\begin{aligned} \sigma_\alpha^2(2R) &= 2,84C_n^2L(2R)^{-1/3}\left[1 - \left(1 + \frac{2}{\kappa_0^2R^2}\right)^{-1/6}\right] = \\ &= \sigma_{\alpha 0}^2\left[1 - \left(1 + \frac{2L_0^2}{\pi^2(2R)^2}\right)^{-1/6}\right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Так как смещения центра тяжести изображения лазерного пучка зависят от масштабов неоднородностей порядка размера приемного объектива и больше, то можно ожидать, что экспериментальные исследования дрожания изображения источника при диаметрах приемной апертуры, близких внешнему масштабу турбулентности L_0 , позволят определить влияние внешнего масштаба на параметры распространяющегося излучения.

В данной статье приведены результаты экспериментальных исследований по распространению лазерного излучения в условиях развитой конвективной турбулентности над нагретой поверхностью.

Методика измерений

Эксперименты выполнены в лабораторных условиях на установке, моделирующей конвективную турбулентность (случайно-неоднородная среда над нагретой поверхностью). Размер поверхности 2×1 м. Оценки числа Рэлея теплового потока над поверхностью показали, что в зависимости от подводимой энергии

$$Ra = \frac{g\beta h^3 \Delta T}{\nu\chi} \approx 10^8 \div 10^{10},$$

где g – ускорение свободного падения, $\text{см}/\text{с}^2$; β – температурный коэффициент объемного расширения, $1/^\circ\text{C}$; ΔT – разность температур поверхности и окружающей среды, $^\circ\text{C}$; ν – коэффициент кинематической вязкости, $\text{см}^2/\text{с}$; χ – коэффициент температуропроводности, $\text{см}^2/\text{с}$. Такие большие значения числа Рэлея указывают на то, что над поверхностью существует развитое турбулентное движение.

Экспериментальные исследования смещения изображения лазерного пучка в турбулентной атмосфере

2. Оптика атмосферы и океана, № 12.

Структурная характеристика показателя преломления среды C_n^2 , которая определена экспериментально из оптических измерений [10], зависит от высоты над поверхностью $C_n^2 \approx C_{n0}^2(h/h_0)^{-4/3}$. В атмосфере такая зависимость от высоты соответствует условиям развитой конвекции. Максимальные значения C_n^2 на высоте $h_0 = 6$ см достигают величин $\approx 10^{-10} \text{ см}^{-2/3}$.

Лазерный луч ($\lambda = 0,63$ мкм) распространялся на высотах 18, 25 и 36 см над поверхностью. Длина пути в турбулентной среде 2 м. С помощью оптики формировалась плоская волна с гауссовым распределением интенсивности и эффективным радиусом $a_0 = 4$ см. Использовался приемный телескоп с фокусным расстоянием $F_t = 160$ см и диаметром 16 см. Перед приемным телескопом устанавливались сменные диафрагмы диаметром $d = 2R = 0,8 \div 11,6$ см. Смещения изображения лазерного пучка измерялись одновременно по горизонтальной x и вертикальной y координатам. Для измерений смещения изображения использовалось устройство на основе диссекторной следящей системы. Частота дискретизации 100 Гц. Длина реализации 10000 отсчетов. По измеренным координатам центра тяжести изображения ($r_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2}$, x_i , y_i – мгновенные измеренные значения смещения) вычислялись дисперсии смещения центра тяжести изображения $\sigma_\alpha^2(2R)$. Корреляционные функции $b(\tau)$ и спектральные плотности флуктуаций $fW(f)$ рассчитывались для каждой из координат.

Результаты измерений

1. Дисперсия смещений изображения лазерного пучка

На рис. 1 представлена полученная в эксперименте зависимость дисперсии смещений изображения лазерного пучка от диаметра приемного объектива.

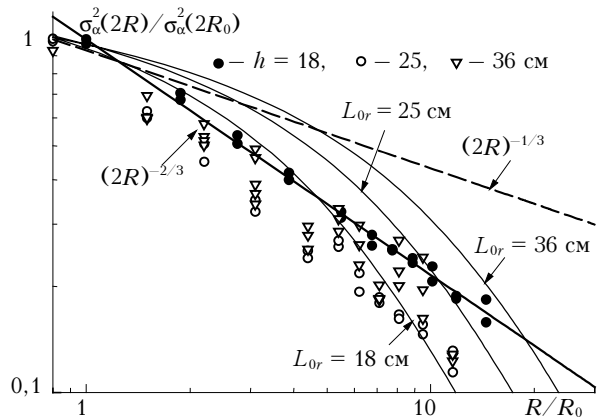


Рис. 1. Зависимость дисперсии флуктуаций изображения источника от диаметра приемной апертуры

По оси x отложены значения диаметра приемника $2R$, нормированные на минимальный диаметр $2R_0 = 0,8$ см, по оси y – дисперсия, нормированная

на дисперсию при минимальном диаметре $2R_0$. Каждая точка на графике получена усреднением по 5–6 реализациям, проведенным в одинаковых условиях. Для всех реализаций, измеренных на трех высотах, характерно более быстрое спадание значений дисперсии дрожания изображения с увеличением диаметра приемного объектива, чем это следует из (3).

Аппроксимация результатов эксперимента уравнением (5), рассчитанным при значениях внешнего масштаба L_{0r} , равного высоте распространения пучка над поверхностью h , показана на рис. 1 тонкими линиями. В расчетное уравнение (5) для каждой высоты введен постоянный коэффициент таким образом, чтобы кривые проходили через «1» при $2R_0 = 0,8$ см. Расчет по уравнению (5) при значениях $L_{0r} \approx 0,4h$ дает большее расхождение с результатами эксперимента, чем при $L_{0r} \approx h$, приведенных на рис. 1. Этого можно ожидать, если учесть известные результаты измерений пространственных флуктуаций фазы, где получены аналогичные расхождения между экспериментальными и расчетными данными. Удовлетворительное согласие достигается при использовании в расчетах значения $L_{0r} \approx (0,6 \div 2)h$ [9]. Штриховая линия — зависимость $\sigma_{\alpha}^2(2R) \sim (2R)^{-1/3}$ (3), соответствующая однородной изотропной турбулентности. Сплошная линия соответствует уравнению $\sigma_{\alpha}^2(2R) \sim (2R)^{-2/3}$, рассчитанному методом наименьших квадратов.

Из рис. 1 видно, что экспериментальные данные лучше описываются уравнением $\sigma_{\alpha}^2(2R) \sim (2R)^{-2/3}$, чем уравнениями (3) и (5). В этом случае структурная функция фазы должна иметь вид $D_s(\rho) \approx \rho^{4/3}$. Полученная зависимость $\sigma_{\alpha}^2(2R) \sim (2R)^{-2/3}$ может быть обусловлена влиянием внешнего масштаба L_0 , который, по данным работы [9], может быть равен $L_0 \approx 0,2h \sim 3 \div 8$ см. Отметим, что только в отдельных экспериментах при малых диаметрах присутствует участок, на котором $\sigma_{\alpha}^2(2R) \sim (2R)^{-1/3}$.

В нашем эксперименте пучок излучения распространялся в развитом конвективном потоке над нагретой поверхностью. Так как высота распространения лазерного пучка над поверхностью меньше размеров самой поверхности, то на высоте распространения пучка тепловой поток имеет выраженное вертикальное направление. Поэтому следует ожидать различий в размерах внешних масштабов в горизонтальном и вертикальном направлениях. Это проявляется в уровнях флуктуаций изображения источника, измеренных по координатам x и y .

На рис. 2 приведена зависимость отношения среднеквадратических отклонений изображения лазерного источника $\sigma_{\alpha y} / \sigma_{\alpha x}$ от диаметра приемника. Сплошные кривые — аппроксимации уравнениями 4-го порядка, рассчитанными методом наименьших квадратов. Эти кривые позволяют оценить точку перегиба в результатах измерений.

Из рис. 2 видно, что после достижения определенной для каждой высоты диаметра (показано стрелками) меняется характер отношения $\sigma_{\alpha y} / \sigma_{\alpha x}$.

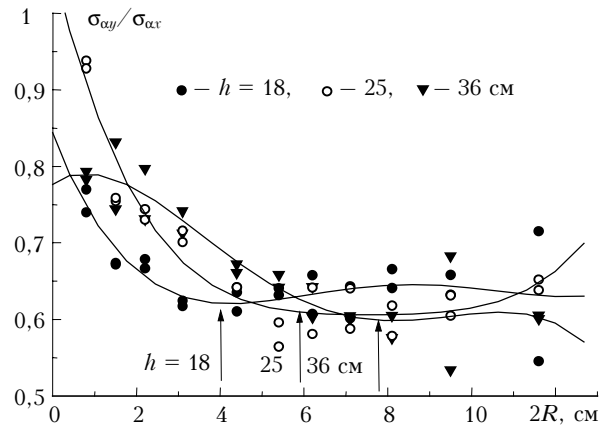


Рис. 2. Зависимость отношения среднеквадратических отклонений флуктуаций изображения источника $\sigma_{\alpha y} / \sigma_{\alpha x}$ от $2R$ для различных высот h

При этом увеличивается разброс как отношения $\sigma_{\alpha y} / \sigma_{\alpha x}$, так и самих значений $\sigma_{\alpha y}$ и $\sigma_{\alpha x}$. Значения отношения $\sigma_{\alpha y} / \sigma_{\alpha x}$ в точках перегиба для всех высот практически одинаковы, и практически одинаково отношение высоты распространения пучка к диаметру объектива, что связано с влиянием внешнего масштаба. Будем считать, что точка перегиба соответствует равенству диаметра приемника и внешнего масштаба. В этом случае внешние масштабы равны: на высоте $h_1 = 18$ см — $L_{0h1} \approx 4$ см $\approx 0,22h_1$; $h_2 = 25$ см — $L_{0h2} \approx 6$ см $\approx 0,24h_2$; $h_3 = 36$ см — $L_{0h3} \approx 7,8$ см $\approx 0,22h_3$. Аналогичные соотношения между L_0 и h получены при экспериментальных исследованиях пространственных флуктуаций фазы [9].

На рис. 3 приведено соотношение величин смещений $\sigma_{\alpha y}$ и $\sigma_{\alpha x}$ для различных высот. Видно, что на всех высотах, используемых в эксперименте, горизонтальные смещения превышают вертикальные.

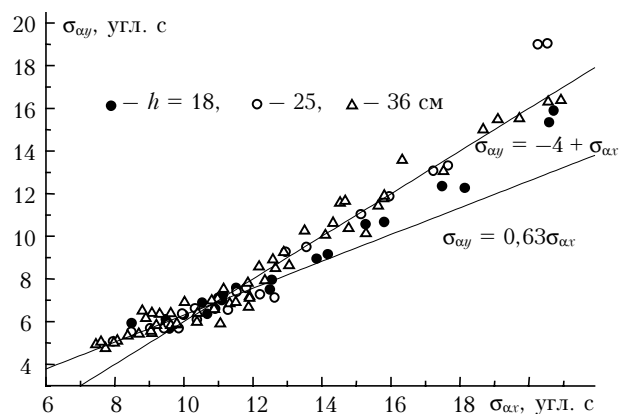


Рис. 3. Зависимость между среднеквадратическими отклонениями флуктуаций изображения источника по координатам x , y

Линейная связь величин смещений по координатам x и y сохраняется до угловых смещений в горизонтальной плоскости $\sim 10 \div 12$ угл. с и описывается соотношением $\sigma_{\alpha y} = 0,63\sigma_{\alpha x}$, что соответствует точкам перегиба на рис. 2. При значениях смещений $\sigma_{\alpha}^2 \geq 10 \div 12$ угл. с ($h/2R \geq 4$, что соответствует малым

размерам диафрагм) тангенс угла наклона прямой между σ_{xy} и $\sigma_{\alpha x}$ возрастает до «1» и линейная связь величин x и y описывается уравнением $\sigma_{xy} = -4 + \sigma_{\alpha x}$. Это свидетельствует об однородности флуктуаций показателя преломления при $2R \leq 3 \div 5$ см.

Изменение взаимосвязи между σ_{xy} и $\sigma_{\alpha x}$ при диаметрах приемной апертуры $2R \geq 3 \div 5$ см может иметь два противоположных объяснения. Первое — как следует из (5), рост внешнего масштаба приводит к увеличению смещений. Поэтому в области, где $\sigma_{xy} = 0,63\sigma_{\alpha x}$, горизонтальный внешний масштаб должен быть больше вертикального $L_{0x} \geq L_{0y}$. Второе — при меньшем внешнем масштабе большую роль могут играть его вариации. За пределами области однородной турбулентности (область равенства σ_{xy} и $\sigma_{\alpha x}$ и однородности C_n^2) градиент флуктуаций показателя преломления должен быть больше по направлению меньшего масштаба. Оба эти фактора могут приводить к возрастанию смещений $\sigma_{\alpha x}$ и, как следствие, зависимости $\sigma_{xy} < \sigma_{\alpha x}$. В этом случае масштаб по горизонтали должен

быть меньше вертикального масштаба $L_{0x} \leq L_{0y}$. Как показал дальнейший анализ спектров и корреляционных функций, второе предположение более предпочтительно, хотя данные противоречивы.

2. Временные автокорреляционные функции и спектры флуктуаций смещения изображения

На рис. 4 приведены примеры временных автокорреляционных функций для двух высот от нормированного времени τ/τ_0 , где τ_0 — время корреляции, определенное по значениям автокорреляционной функции на уровне $1/e$. На рис. 4 приведены времена τ_{0x} и τ_{0y} по координатам x и y . Автокорреляционные функции по оси x отличаются тем, что они переходят через нуль при больших значениях τ/τ_0 . На рис. 5 приведен график зависимости времени корреляции, определенной по уровням $1/e$ и $0,1$ значений корреляционной функции, от $2R$.

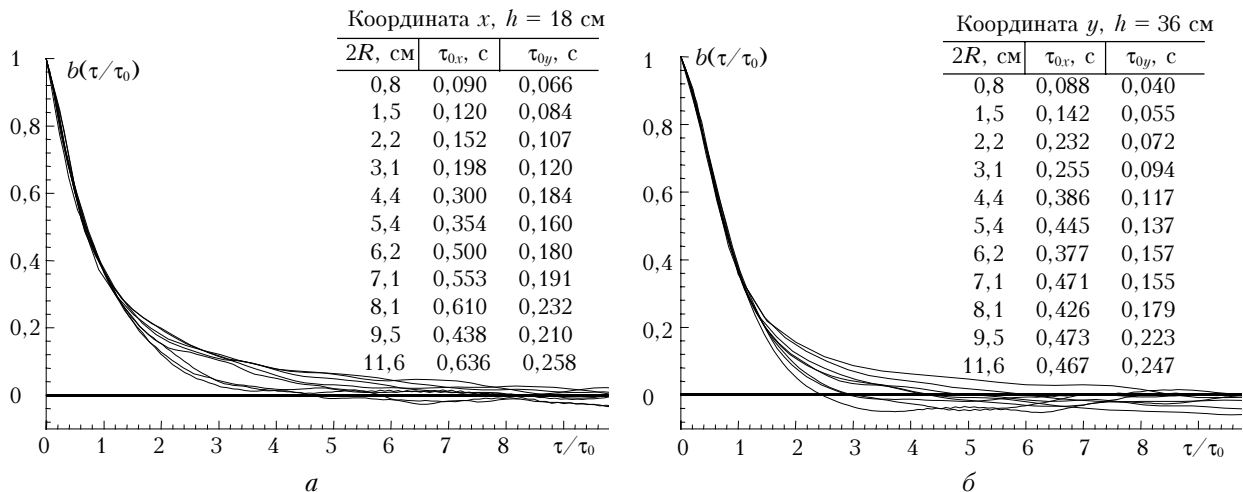


Рис. 4. Временные автокорреляционные функции флуктуаций смещения изображения на высотах 18 (а) и 36 см (б) при различных $2R$

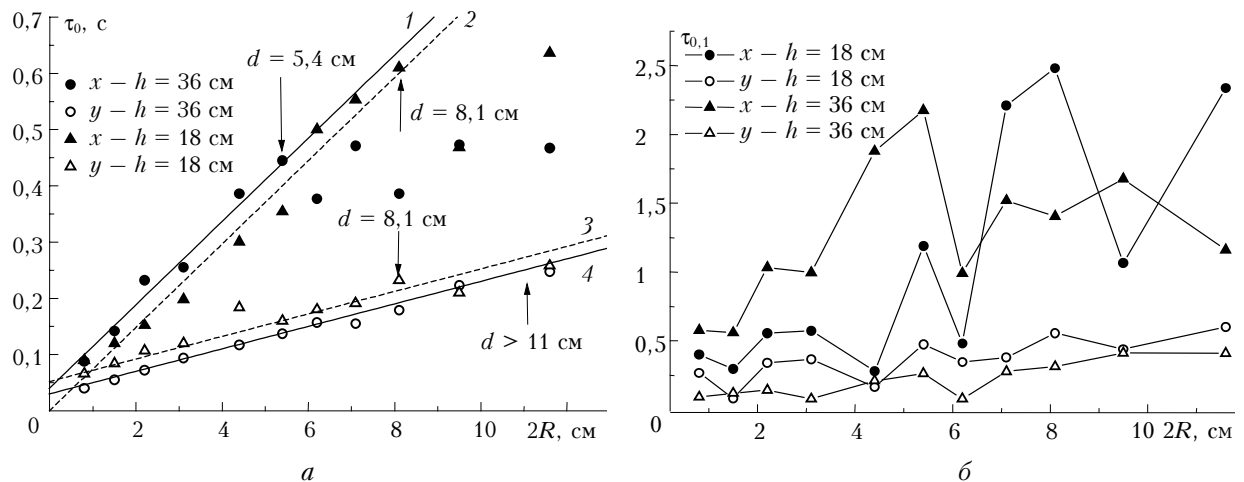


Рис. 5. Зависимость времени корреляции (τ), определенной по уровням $1/e$ — (τ_0) — (а) и $0,1$ — ($\tau_{0,1}$) — (б), от $2R$

Из рис. 4 и 5 видно, что все корреляционные функции практически совпадают при $\tau < \tau_0$ и значительно расходятся при $\tau > \tau_0$. Время корреляции τ_0 растет пропорционально d . Уравнения прямых, аппроксимирующих экспериментальные результаты (рис. 5,а): 1 — $\tau_{0x} = 0,04 + 0,074(2R)$; 2 — $\tau_{0y} = 0,04 + 0,06(2R)$; 3 — $\tau_{0x} = 0,02 + 0,025(2R)$; 4 — $\tau_{0y} = 0,052 + 0,02(2R)$. По вертикальной координате время корреляции растет примерно в 3 раза медленнее, чем по горизонтальной. По горизонтальной координате τ_0 насыщается при диаметре $2R \approx 8,1$ см на высоте 18 см и при $2R \approx 5,4$ см на высоте 36 см (на рис. 5,а показаны стрелками). По вертикальной оси явного насыщения нет, но намечается тенденция к нему. На уровне $\tau_{0,1}$ происходит увеличение уровня корреляции с ростом диаметра приемника (рис. 5,б). Причем время корреляции по координате x на всех высотах сильно флуктуирует. Такое поведение корреляционных функций означает, что с увеличением диаметра происходит перестройка спектра смещений изображения. Возрастает роль низких частот, и, как следствие, увеличиваются смещения по горизонтальной координате.

В качестве примера на рис. 6 приведены спектры смещения изображения на высоте 18 см при различных диаметрах приемника. Прямые линии $U(f) = fW(f) \sim f^{-5/3}$, $U(f) \sim f^{1/2}$ и $U(f) \sim f$ описывают асимптотики спектра в области высоких и низких частот.

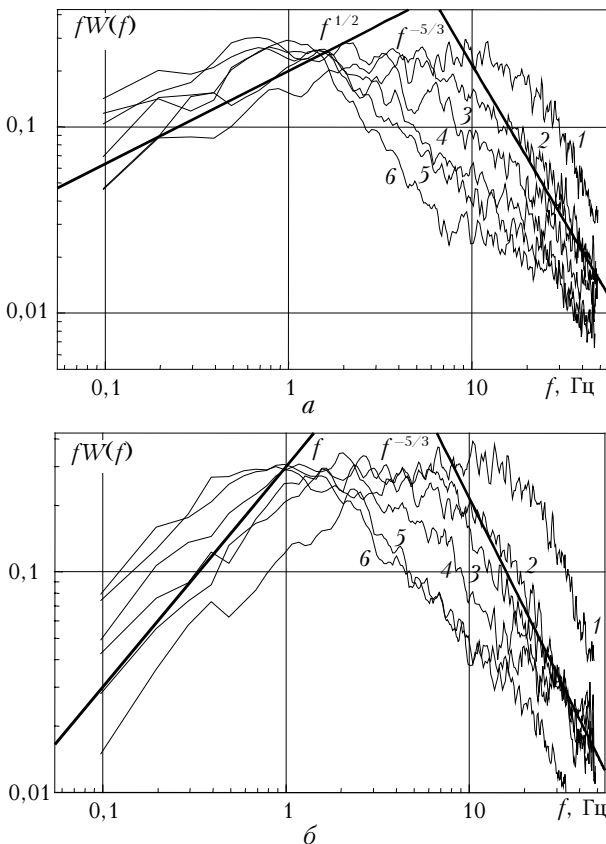


Рис. 6. Спектральные плотности смещения изображения на высоте $h = 18$ см по оси x — (а) и y — (б) при $d = 0,8$ см (1); 2,2 (2); 3,1 (3); 5,4 (4); 9,5 (5); 11,6 см (6)

Видно, что с увеличением диаметра приемника спектр смещается в область низких частот. При этом в области высоких частот имеется участок спектра $U(f) \sim f^{-5/3}$, соответствующий асимптотике теоретического спектра. В области низких частот по координате x спектр растет в соответствии с теоретическим $U(f) \sim f^{1/2}$, а по координате y — $U(f) \sim f^{0,85}$. При диаметре приемника больше 3 см по горизонтальной координате x перестройка спектра более существенна, чем по вертикальной.

На рис. 7 приведена зависимость частоты, определенной на уровне $U(f)/e$, в области высоких частот. Видно, что частота уменьшается по степенному закону с увеличением диаметра приемника. Причем по горизонтали это уменьшение идет быстрее, чем по вертикали, что может быть связано с влиянием внешнего масштаба на усредняющее действие приемной системы.

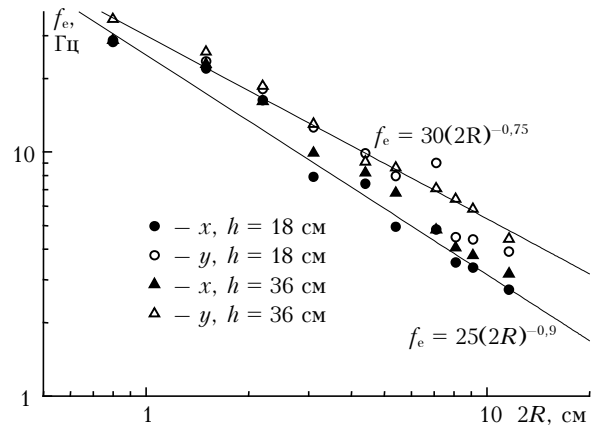


Рис. 7. Зависимость частоты спектра, определенной на уровне $U(f)/e$ в области высоких частот, от $2R$

Известно [1], что максимум спектра в инерционном интервале $f_0 \sim V_{\perp}/d$, тогда $f/f_0 = fd - V_{\perp}$ (V_{\perp} — скорость переноса неоднородностей через диафрагму). Анализ зависимости $U(f)$ от fd (рис. 8,а,б) показал, что с увеличением диаметра приемника спектры совмещаются не полностью. Лучшее совмещение спектров было получено при учете результатов зависимости частоты от диаметра приемника (рис. 8,в,г). При этом по оси частот для смещений в горизонтальной плоскости (координата x) отложены значения $fd^{-0,9}/0,3V$, а для координаты y — $fd^{-0,75}/0,3V$. Измерения скорости ветра с помощью термоанемометра показали, что она не превышает $25 \div 30$ см/с. Результаты такой обработки приведены на рис. 8.

Корреляционная функция и спектр флуктуаций фазы с учетом внешнего масштаба (4) имеют вид [3]:

$$b(\rho) = A_1 \left(\frac{\kappa_0 \rho}{2} \right)^{5/6} K_{-5/6}(\kappa_0 \rho);$$

$$W(\kappa) = A \kappa \kappa_0^{-1} \left(1 + \frac{\kappa^2}{\kappa_0^2} \right)^{-4/3}, \quad (6)$$

где $K_{-5/6}(\kappa_0 \rho)$ — функция Макдональда.

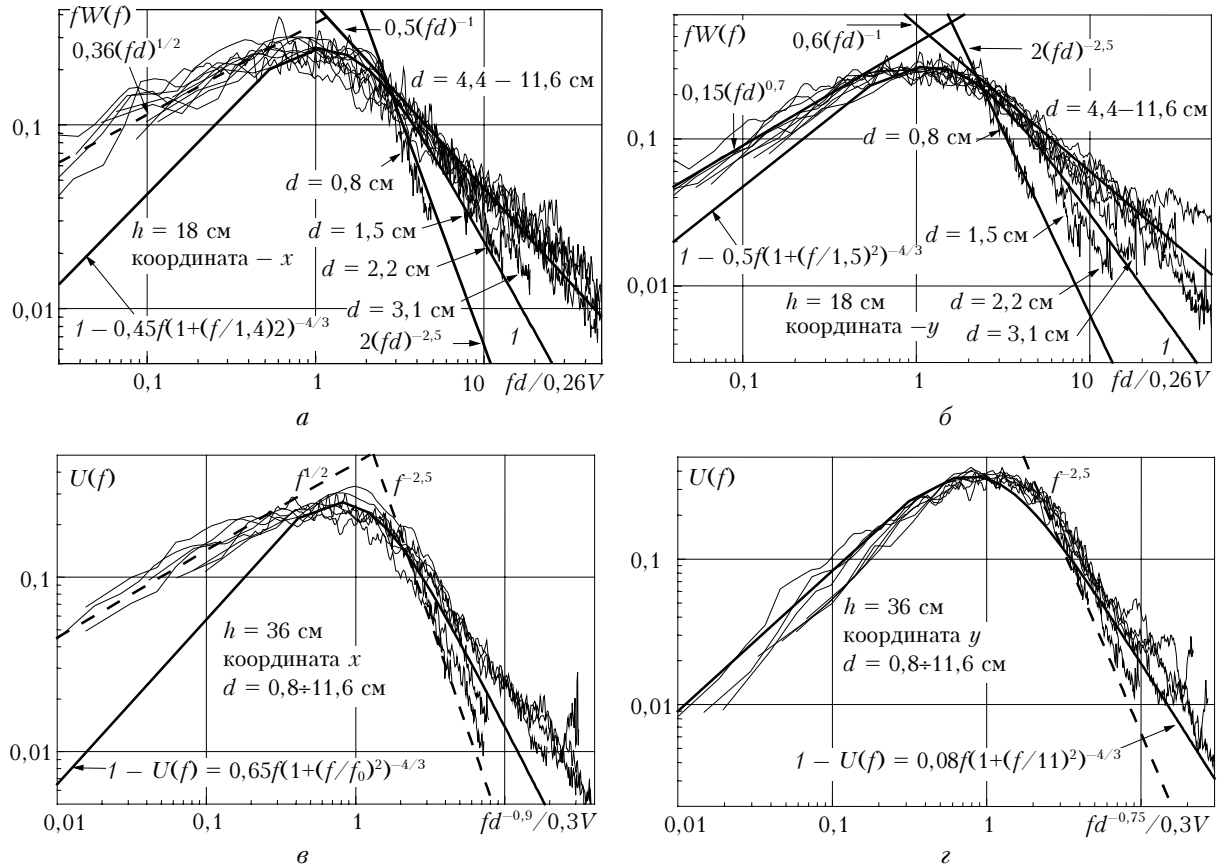


Рис. 8. Средние спектры смещения изображения лазерного источника в зависимости от нормированной частоты. Кривая 1 — расчет по формуле (7)

Для временного спектра смещений изображения можно записать аналогичную формулу, где $f_{01} \sim V_{\perp}/L_0$:

$$fW(f) = A \frac{f}{f_{01}} \left(1 + \frac{f^2}{f_{01}^2}\right)^{-4/3}. \quad (7)$$

На рис. 8 приведены спектры (кривые 1), рассчитанные по этой формуле. Значения f_{01} подбирались по наилучшему совпадению с экспериментальными данными. Из приведенных данных видно, что уравнение (7) достаточно хорошо описывает спектр смещений по координате y . С увеличением диаметра приемника спектр расширяется в область более высоких частот. Практически во всех спектрах имеется участок, на котором $U(f) \sim f^{-5/3}$.

Выводы

1. Дисперсия флуктуаций смещения центра тяжести изображения лазерного пучка уменьшается пропорционально $\sigma^2(2R) \approx (2R)^{-2/3}$ вместо $\sigma^2(2R) \approx (2R)^{-1/3}$, которая применима в пределах инерционного интервала (см. рис. 1). Такая зависимость может быть связана с влиянием внешнего масштаба.

2. Временные автокорреляционные функции, нормированные на τ_0 , определенное на уровне e^{-1} , близки между собой (см. рис. 4). Это подтверждает известный факт, что время корреляции определяет

ся диаметром приемника и скоростью переноса среды. Наблюдается значительный разброс значений корреляционной функции в области больших τ и незначительный — в области малых τ .

3. Время корреляции τ_0 по горизонтальной координате значительно больше, чем по вертикальной. Оно растет пропорционально диаметру приемника, но по оси x в 2,5 раза быстрее. Это может быть объяснено анизотропией турбулентности над нагретой поверхностью. Однако четко установить соотношение между масштабами по горизонтали и вертикали (L_{0x} и L_{0y}) не удалось.

4. Форма спектров существенно зависит от диаметра приемника как в низкочастотной, так и высокочастотной областях. В высокочастотной области имеются участки спектра с наклоном $\sim f^{-5/3}$ и $\sim f^{-1}$. С увеличением диаметра приемника участок спектра $\sim f^{-5/3}$ уменьшается и растет участок $\sim f^{-1}$.

5. Максимумы частотных спектров совмещаются при $f_m(2R) \approx 0,3V/d^\alpha$, где $\alpha = 0,9$ — для горизонтальной координаты и $0,75$ — для вертикальной.

1. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
2. Зуев В.В., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.
3. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 278 с.

4. *Миронов В.Л.* Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981. 246 с.
5. *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 атмосфер. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 900–905.
6. *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 атмосфер. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 906–910.
7. *Грибова Е.З., Саичев А.И.* Уравнение для среднего поля в статистически анизотропной случайной среде // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 890–893.
8. *Арсеньян Т.И., Зотов А.М., Короленко П.В., Маганова М.С., Меснянкин А.В.* Характеристики лазерных пучков в условиях перемежаемости мелкомасштабной атмосферной турбулентности // Оптика атмосфер. и океана. 2001. Т. 14. № 10. С. 894–899.
9. *Лукин В.П., Миронов В.Л., Покасов В.В., Хмелевцов С.С.* Флуктуации фазы оптических волн, распространяющихся в турбулентной атмосфере // Радиотехн. и электрон. 1975. Т. 20. № 6. С. 1164–1170.
10. *Банах В.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш., Чен Б.Н.* Исследование влияния обратного рассеяния в турбулентной среде на изображение лазерного пучка // Оптика атмосфер. и океана. 1996. Т. 9. № 12. С. 1625–1630.

V.M. Sazanovich, R.Sh. Tsvyk. **Experimental investigations of laser beam image displacements in the turbulent atmosphere.**

The paper analyzes the results of experimental investigations into the laser beam propagation under the conditions of developed convective turbulence over a heated surface with the Rayleigh number $Ra \sim 10^8 \div 10^{10}$. The laser beam ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) propagated at the height of 18, 25, and 36 cm above the surface. The path length was 2 m. An optical system generated a plane wave with the Gaussian intensity distribution. Laser beam displacements were measured simultaneously along the horizontal and vertical coordinates. Variance of displacements $\sigma_\alpha^2(2R)$, correlation function $b(\tau)$, and spectral density of fluctuations $fW(f)$ were calculated. The dependence of fluctuations of the source image centroid on the detector diameter at different heights above the surface was determined.