

**В.А. Банах, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык, Б.Н. Чен**

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДЕ НА ИЗОБРАЖЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА**

Экспериментально исследуется влияние корреляции встречных волн на качество изображения точечного объекта, наблюдаемого через случайно неоднородную среду. Показано, что в случае, когда подсвечивающая и отраженная волны проходят по одним и тем же неоднородностям среды, распределение средней интенсивности изображения точечного объекта имеет два характерных масштаба, больший из которых обусловлен сферичностью волны и ее уширением за счет прохождения через турбулентный слой, а меньший, размещенный в центре распределения, учитывает корреляцию встречных волн и имеет размер, близкий к дифракционному.

Использование лазерных источников для подсветки объектов поставило перед исследователями, занимающимися проблемами видения через случайно неоднородную среду, ряд новых задач, связанных с формированием изображения объектов, освещаемых когерентным оптическим излучением. Одной из них является ситуация, когда излучение, отраженное объектом, коррелирует с падающим, вследствие прохождения оптической волной одних и тех же неоднородностей среды в прямом и обратном направлениях. Как показано в [1–3] теоретически, при определенных условиях корреляция встречных волн приводит к улучшению качества изображения наблюдаемых объектов. В этой статье мы представляем результаты исследования влияния корреляции падающей и отраженной волн на изображение точечного объекта, наблюдаемого через случайно неоднородную среду.

Будем рассматривать точечный объект, освещаемый когерентным светом длиной волны  $\lambda$  от источника, помещенного на расстоянии  $L$ . Оптический источник испускает коллимированный пучок с гауссовым распределением интенсивности с эффективным радиусом  $a$ . Объект наблюдается телескопом с фокусным расстоянием  $F$ , эффективным радиусом входного отверстия  $a_t$  через турбулентную атмосферу с колмогоровским спектром флуктуаций показателя преломления в условиях сильных флуктуаций интенсивности, когда параметр  $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ , характеризующий условия распространения через атмосферу, превосходит единицу ( $\beta_0^2 \gg 1$ ,  $C_n^2$  – структурная постоянная показателя преломления,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число). Если источник и телескоп размещены в одной плоскости и их оптические оси совмещены, то распространение света от источника к объекту и назад к телескопу происходит по взаимно коррелированным путям. Влияние корреляции встречных волн на качество изображения объекта рассмотрено в работе [3], где получены выражения для пространственного спектра средней интенсивности излучения за линзой и показано, что в условиях сильных флуктуаций интенсивности пространственный спектр изображения точечного объекта можно рассматривать как сумму двух слагаемых, одно из которых соответствует распространению на трассе длиной  $2L$  без учета корреляции, второе учитывает корреляцию встречных волн и содержит информацию о высокочастотной части пространственного спектра, которая отфильтровывается неоднородной средой в отсутствие корреляции встречных волн. Учет второго слагаемого должен приводить к улучшению качества изображения объекта в фокальной плоскости.

От пространственного спектра [3] с помощью преобразования Фурье перейдем к распределению средней интенсивности в фокальной плоскости телескопа, которое для коллимированного гауссова пучка имеет вид

$$I(\rho, F) = \frac{A_1}{A_1 + A_2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{a_0^2}\right) + \frac{A_2}{A_1 + A_2} \exp\left(-\frac{\rho^2}{a_d^2}\right); \quad (1)$$

$$a_0^2 = a_{s0}^2(1 + \Omega_t^2 + 2p\Delta); \quad (2)$$

$$a_d^2 = a_{d0}^2 \left( 1 + p\Delta + \frac{(1+p)\Omega_i^2}{1+p(1+\Delta)} - (1+p)p^2\Delta \frac{\left[ 1 + \frac{\Omega\Omega_i}{1+p(1+\Delta)} \right]^2}{\left[ \Omega^2 + (1+p)^2 + \frac{\Omega\Omega_i p^2}{1+p(1+\Delta)} \right]} \right), \quad (3)$$

где  $A_1, A_2$  – амплитуды слагаемых;  $a_0, a_d$  – эффективные радиусы распределения интенсивности;  $p = 0,8 \Omega_i (\beta_0^2)^{6/5}$ ;  $\Omega_i = ka_i^2/L$ ;  $\Omega = ka^2/L$ ;  $\Delta = \Omega_i/\Omega$  – числа Френеля телескопа и излучающей апертуры и их отношение соответственно;  $a_{d0} = F_i / ka_i$  – радиус дифракционного изображения для плоской волны;  $\rho$  – двухмерный вектор в плоскости, перпендикулярной направлению распространения.

Анализ этого соотношения показывает, что если источник и телескоп размещены независимо, то в выражении (1) остается только первое слагаемое, которое описывает распределение интенсивности в изображении объекта на некоррелированном пути, когда наблюдаемый объект освещен со стороны (под углом). Характерный размер этого распределения совпадает с размером изображения объекта, размытого турбулентностью среды на двойной длине пути. Вклад корреляции встречных волн описывается вторым слагаемым, характерный размер которого близок к дифракционному размеру изображения объекта. Вклад второго слагаемого сравним с первым, когда размеры апертур когерентного источника и телескопа равны ( $\Omega_i = \Omega$ ).

Экспериментальная работа по влиянию корреляции встречных волн на формирование изображения подсвечиваемого объекта была проведена в лабораторных условиях на установке, моделирующей условия развитой конвекции [5]. Источником подсветки служил гелий-неоновый лазер ЛГН-302, стабилизированный по частоте. С помощью оптики формировалась квазиплоская волна, освещающая объект, в качестве которого использовалось плоское зеркало с установленной перед ним диафрагмой диаметром 0,8 мм. Расстояние до объекта (7 м) набиралось за счет трехкратного прохождения лучом турбулентного слоя по независимым путям. Отраженный объектом пучок света проходил ту же трассу в обратном направлении. Для анализа влияния эффекта корреляции встречных волн на изображение объекта телескоп размещался точно в плоскости источника и их оси совмещались. Для наблюдения изображения объекта на некоррелированной трассе удвоенной длины менялось местоположение светоотражающих элементов установки.

Уровень турбулентности на трассе определялся по измерениям флуктуаций углов прихода плоской волны. С этой целью была организована дополнительная трасса с отдельным источником и оптикой, формирующей квазиплоскую волну с числом Френеля  $\Omega = 35$ . Уровень турбулентности на трассе распространения мог изменяться посредством изменения температуры нагретой поверхности или высоты распространения луча над нагретой поверхностью. В эксперименте для изменения турбулентных условий распространения варьировали высоту пути. При этом лазерные пучки на основной и дополнительной трассах распространялись на одной и той же высоте. Измерения уровня турбулентности и размера изображения проводились одновременно. Структурная постоянная показателя преломления среды  $C_n^2$  как функция высоты  $H$  над нагретой поверхностью показана на рис. 1.

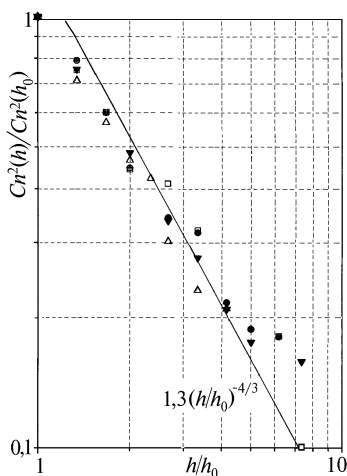


Рис. 1. Высотный профиль структурной характеристики показателя преломления  $C_n^2$  над нагретой поверхностью. Сплошная кривая – зависимость  $C_n^2 \sim (h/h_0)^{-4/3}$ , где  $h_0 = 6$  см

Изображение объекта фиксировалось видеокамерой в фокальной плоскости объектива  $F_i = 160$  см и записывалось в ЭВМ в режиме накопления за 4 мин, что соответствовало 72 кадрам. Количество точек в изображении –  $256 \times 256$ , пространственное разрешение системы ВИДЕОКАМЕРА-ЭВМ-33 мкм. Для определения параметров распределения интенсивности в изображении пучка выбирались горизонтальное и вертикальное сечения. Эти сечения получались путем усреднения по двум-трем строкам (ось  $X$ ) и столбцам (ось  $Y$ ), проходящим через максимум распределения интенсивности. Затем амплитуда распределения интенсивности в каждом сечении нормировалась на максимальное значение, равное  $(A_1 - A_2)$ , и для каждого измеренного распределения методом подгонки подбирались параметры  $(A, x_0, a)$  одной  $(A \exp\{-(x - x_0)/a\}^2)$  или суммы двух экспонент  $(A_1 \exp\{-(x - x_{01})/a_1\}^2 + A_2 \exp\{-(x - x_{02})/a_2\}^2)$ , наиболее точно описывающих данное распределение интенсивности. Такая методика обработки позволяет определять отношение амплитуд и эффективные радиусы каждого масштаба изображения, не измеряя абсолютные значения интенсивности.

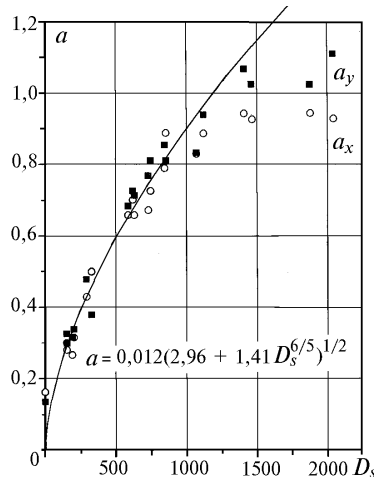


Рис. 2. Размер изображения лазерного источника как функция параметра  $D_s$  при отражении от бесконечного отражателя на некоррелированной трассе

Для проверки методики измерений и обработки данных были проведены измерения с коллимированным пучком  $\Omega = 22$  и бесконечным отражателем на некоррелированной трассе на различных высотах распространения над нагретой поверхностью. На рис. 2 показаны измеренные радиусы изображения лазерного источника вдоль осей  $X$  и  $Y$  как функции параметра  $D_s$ , характеризующего наряду с параметром  $\beta_0^2$  силу оптической турбулентности. Сплошная кривая на рисунке рассчитана по формуле  $0,012(2,96 + 1,41 D_s^{6/5})^{1/2}$ , полученной в соответствии с известной теорией изображений в турбулентной среде [4] для параметров луча и приемной апертуры, используемых в эксперименте.

Измерения распределения интенсивности изображения точечного объекта были выполнены в зависимости от дифракционного размера приемного телескопа  $\Omega_i$  при различных параметрах  $\beta_0^2$  в условиях сильной оптической турбулентности. Было найдено, что если подсвечивающие и отраженные лучи проходят по одним и тем же неоднородностям среды (коррелированная трасса), то при  $\beta_0^2 \gg 1$  распределения интенсивности имеют два явно наблюдаемых масштаба. При  $\beta_0^2 < 0,5$  эти масштабы становятся близкими по размерам и различить их не удастся.

На рис. 3 приведены примеры распределения интенсивности изображения в фокальной плоскости приемного объектива на некоррелированной (рис. 3, а) и коррелированной (рис. 3, б) трассах при одних и тех же параметрах измерений. Величина интенсивности нормирована на  $I_{\max}$ . Видно, что распределение интенсивности на некоррелированной трассе хорошо описывается одной экспонентой с эффективным радиусом  $a = 1,52$  мм. На коррелированной трассе распределение интенсивности имеет два масштаба. Большой – с размером 1,93 мм определяется обычным турбулентным размытием изображения и близок к ширине распределения интенсивности на некоррелированной трассе. Ширина узкого пика на рис. 3, б равна 0,27 мм, а дифракционный размер изображения  $1,22\lambda F/2a = 0,25$  мм.

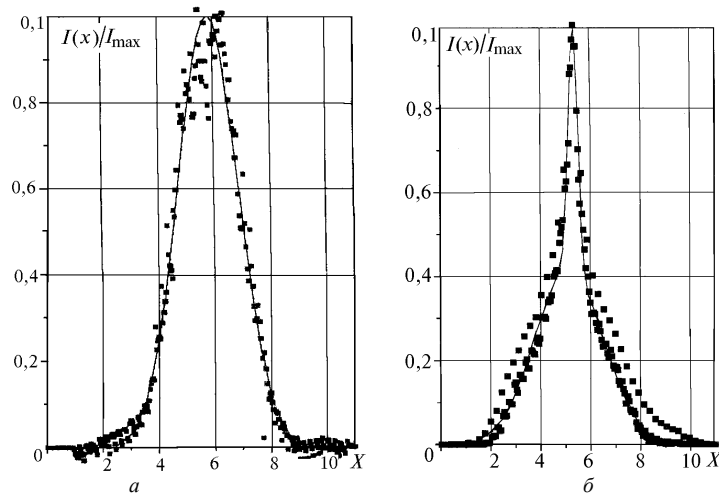


Рис. 3. Распределение интенсивности в изображении объекта по оси  $X$  на некоррелированной трассе (а) и в условиях корреляции подсвечивающей и отраженной волн (б)

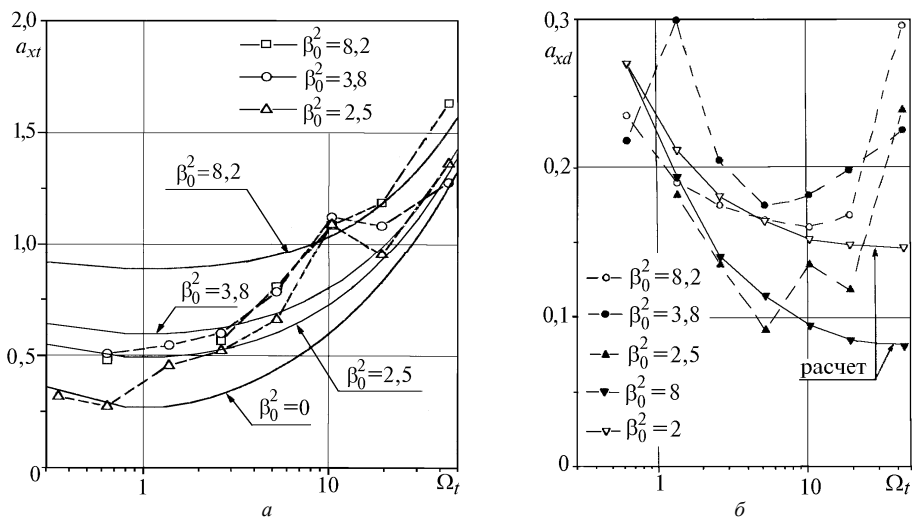


Рис. 4. Зависимость турбулентного (а) и «дифракционного» (б) радиусов распределения интенсивности в фокальной плоскости при отражении излучения от точечного отражателя на коррелированной трассе

На рис. 4 приведены полученные в результате обработки распределений интенсивности изображений по описанной методике размеры масштабов – турбулентного «пьедестала» (рис. 4, а) и узкого дифракционного пика (рис. 4, б) как функции параметра  $\Omega_t$  при различных значениях уровня турбулентности  $\beta_0^2$ . Сплошные кривые, приведенные на рис. 4, а, рассчитаны по первому слагаемому формулы (1) и описывают турбулентное уширение распределения интенсивности в фокальной плоскости объектива с учетом сферичности отраженных волн. Пунктирные кривые соответствуют экспериментальным данным. Сплошные кривые на рис. 4, б показывают результаты расчета по второму слагаемому формулы (1), а пунктирные кривые соответствуют экспериментально полученным размерам меньшего масштаба – узкого пика распределения интенсивности. Минимальный размер этого масштаба наблюдается явно при  $\Omega_t \approx 3 \div 10$ , что не совпадает с предсказанным теоретическим выводом о необходимости равенства апертур для улучшения качества.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты показывают, что в условиях сильных флуктуаций интенсивности при освещении и наблюдении объекта из одной и той же точки можно улучшить качество изображения объекта, согласуя используемые апертуры передатчика и приемника.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект N 95-02-03646-а.

1. Banach V.A., Chen B.N. On improvement of image quality of coherently illuminated objects in a turbulent atmosphere // Atmospheric Propagating and Remote Sensing III, Walter A. Flood, Walter B. Miller, Editors. Proc. SPIE 2222, 1994.
2. Banach V.A., Chen B.N. Short-exposure imaging coherently illuminated object in turbulence // Atmospheric Propagating and Remote Sensing IV, Ch. Dainty, Editor, Proc. SPIE 2471. 1995.
3. Банах В.А., Чен Б.Н. // Оптика атмосферы и океана. Т. 7. 1994. N 11–12. С. 1522–1529.
4. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.
5. Банах В.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. N 10. С. 794–797.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
15 августа 1996 г.

V.A. Banakh, V.M. Sazanovich, R.Sh. Tsvyk, B.N. Chen. **Investigation of Backscattering in Turbulent Medium Affect on Laser Beam Image.**

The influence of counterwaves on the quality of a point object image observed through stochastic inhomogeneous medium is studied experimentally. It is shown, that in the case when the illuminating and reflected waves pass one and the same inhomogeneities of the medium, the distribution of the average intensity image of the pointlike object has two characteristic scales. The greater one is determined by the wave sphericity and its broadening due to passing through the turbulent layers. The smaller scale, lying in the distribution center, takes into account the counterwaves correlation, so its size is close to the diffractive one.