

В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык

Влияние турбулентности на изображение фокусированного лазерного пучка на локационной трассе

Институт оптики атмосферы СО РАН, г. Томск

Поступила в редакцию 28.08.2000 г.

Приведены результаты экспериментальных исследований влияния турбулентности на формирование приемной оптической системой изображения лазерного пучка при отражении от зеркала. Пучок фокусировался на отражателе на коррелированной (моностатическая) и некоррелированной (бистатическая) трассах в условиях сильных флуктуаций интенсивности. Регистрировались и анализировались распределения интенсивности в плоскости изображения отражателя. Показано, что в определенной ситуации на коррелированной трассе распределение интенсивности двухмасштабное, имеющее широкое основание (турбулентный радиус) и узкий пик (когерентный радиус). Определена зависимость радиусов изображения пучка от условий распространения и диаметра приемного объектива.

Пространственно-временная неоднородность случайной среды приводит к размытию изображения наблюдаемого объекта, при этом теряется информация о мелких деталях объекта и увеличивается ошибка в определении его координат. В [1–7] показано, что в схемах локации можно повысить качество изображения наблюдаемого объекта с помощью эффектов, обусловленных влиянием корреляции волн, распространяющихся по одним и тем же путям. К ним относятся корреляция встречных волн (распространение лучей по одним и тем же неоднородностям на прямом и обратном пути) и эффект дальних корреляций прямой и отраженной волн (разнесенные встречные лучи проходят по одним и тем же неоднородностям). Влияние корреляции приводит к увеличению уровня когерентности в части отраженной волны. Экспериментально эффект дальних корреляций наблюдался в лабораторных условиях [3, 4]. Было показано, что с помощью поляризационных свойств света можно выделить когерентную составляющую света, отраженного от объекта в турбулентной среде, и существенно повысить качество интерференционной картины.

Увеличение когерентности в отраженной волне приводит также к появлению в распределении интенсивности в фокальной плоскости линзы узкого пика на фоне размытого турбулентностью пятна. Экспериментальные исследования, проведенные нами для плоской волны и отражателей конечных размеров [7] в условиях сильных флуктуаций интенсивности ($\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} > 1$, где C_n^2 – структурная характеристика показателя преломления среды, $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; L – расстояние до отражателя), показали зависимость амплитуды узкого пика от уровня турбулентности среды. Была оценена доля когерентной составляющей в общей энергии пучка.

В данной статье представлены результаты экспериментальных исследований влияния турбулентности среды и размера приемного объектива на распределение интенсивности в плоскости изображения зеркального отражателя, подсвеченного когерентным излучением, сфокусированным на нем. Сравняются результаты измерений на коррелированной (отраженный пучок распространяется строго назад по пути падающего) и некоррелированной

(отраженный от объекта пучок разносится с падающим на расстояние, когда взаимное влияние эффектов корреляции практически исключено) трассах.

Экспериментальные исследования были проведены в лабораторных условиях на установке, моделирующей условия развитой конвекции над нагретой поверхностью. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

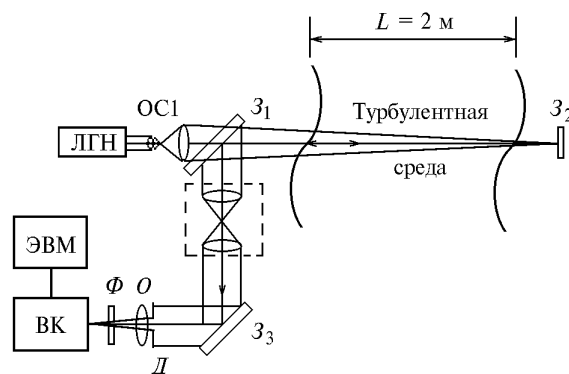


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

Источником излучения служил гелий-неоновый одномодовый лазер ЛГН-302 с длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм. С помощью оптики ОС1 формировалась фокусированная волна на объекте (зеркало Z_2 не ограничивает блуждание пучка) волна с гауссовым начальным распределением интенсивности и эффективным радиусом $a = 0,7$ см. При этом параметр Френеля излучателя $\Omega = ka^2/L = 70$, а $L = 7$ м набиралась за счет трехкратного прохождения пучком турбулентного слоя. В моностатической схеме локации отраженный от Z_2 пучок света проходил ту же трассу в прямом и обратном направлениях и с помощью разделительной пластины Z_1 и зеркала Z_3 направлялся на приемный телескоп O , перед которым устанавливали сменные диафрагмы D и интерференционный светофильтр Φ . Размер диафрагм менялся в пределах от 0,6 до 7,5 зон Френеля ($\sqrt{\lambda L}$). Для анализа влияния эффекта корреляции встречных волн на изображение объекта телескоп размещался точно в плоскости ис-

точника и их оси совмещались. Для наблюдения объекта на некогерентной трассе удвоенной длины менялось расположение светоотражающих элементов установки (Z_2 , Z_3 и дополнительных зеркал), обеспечивающее распространение пучка в прямом и обратном направлениях по независимым путям.

Исследования проводились в условиях сильных флуктуаций интенсивности, когда параметр, характеризующий условия распространения через атмосферу $\beta_0^2 > 1$. Уровень турбулентности на трассе определялся по измерениям флуктуаций углов прихода плоской волны. С этой целью была организована дополнительная трасса без отражения (длина пути в среде 2 м) с отдельным источником и оптикой, формирующей квазиплоскую волну с числом Френеля $\Omega_1 = 35$. Уровень турбулентности на трассе распространения мог изменяться посредством изменения температуры нагретой поверхности или высоты распространения луча над этой поверхностью. В данном эксперименте для изменения турбулентных условий распространения варьировали только 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 приведена, например, в [6].

Изображение объекта фиксировалось видеокамерой ВК в плоскости изображения объекта и записывалось в ЭВМ в режиме накопления за 6 мин, что соответствовало 200 кадрам. Количество точек в изображении – 256×256 , пространственное разрешение системы «видеокамера – ЭВМ» ~ 27 мкм.

Для определения параметров распределения интенсивности в изображении объекта выбирались горизонтальное (X) и вертикальное (Y) сечения. Эти сечения получались путем усреднения по двум строкам (ось X) и столбцам (ось Y), проходящим через максимум распределения интенсивности. Затем амплитуда распределения интенсивности нормировалась на максимальное значение, равное $A_1 + A_2$, и для каждого измеренного распределения методом подбора находились параметры A , a , x_0 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. Такая методика обработки позволяет определять отношение амплитуд и эффективные масштабы распределения, не измеряя абсолютные значения интенсивности. На рис. 2 приведен пример изображений объекта и его распределений интенсивности в горизонтальном и вертикальном сечениях.

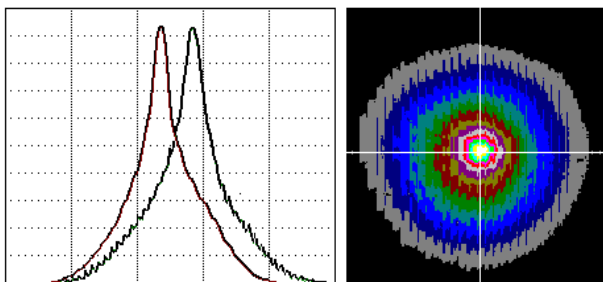


Рис. 2. Пример распределения интенсивности

Рассмотрим результаты, полученные на некогерентной трассе. Пучок фокусируется на отражателе, расположенном на одинаковом расстоянии как от источника, так и от приемника. В нашем эксперименте в однородной среде размер пятна на отражателе, определенный по законам геометрической оптики, равен 0,1 мм, что соответствует параметру Френеля – отражателя $\Omega_r = ka^2/L = 1,4 \cdot 10^{-2}$, и, следовательно, отраженную волну можно считать сферической. Для сферической волны минимальный размер изображения источника света в турбулентной атмосфере определяется [1] не только масштабом дифракции на приемной линзе, но и радиусом когерентности волны ρ_s :

$$a_{\min} \approx (4/\rho_s + 4/D_i^2)^{1/2} / [k(F_i^1 - L^{-1})], \quad (1)$$

где F_i , D_i – фокусное расстояние приемного объектива и диаметр входной диафрагмы соответственно; L – расстояние от отражателя до приемной оптики; $\rho_s = (0,55 C_n^2 k^2 L)^{-3/5}$ – радиус когерентности сферической волны. Зависимость от ρ_s приводит к размытию изображения по сравнению с однородной средой. В области сильных флуктуаций интенсивности размер a_{\min} зависит лишь от интенсивности турбулентности на трассе и не зависит от диаметра приемной апертуры:

$$a_{\min} \approx 2F_i / (k\rho_s). \quad (2)$$

На рис. 3 представлены результаты определения минимального размера изображения источника на некогерентной трассе для трех значений уровня турбулентности β_0^2 на трассе и различных приемных апертур.

В этих условиях функции распределения интенсивности – одномасштабные и хорошо описываются гауссовским распределением. Из рисунка видно, что минимальный размер изображения объекта не зависит от диаметра приемной оптики. Разброс данных определяется, в основном, изменением параметра β_0^2 , который измерялся с точностью $10 \pm 15\%$, и на рисунке указаны его средние значения для серии измерений. Прямые линии на рисунке – минимальный размер изображения, рассчитанный по формуле (2) для сильных флуктуаций интенсивности, при этом β_0^2 определялось для трассы длиной L . Таким образом, фокусировка пучка в центре трассы привела к тому, что точка фокусировки стала источником сферической волны, параметры которой соответствуют распространению на трассе L до отражателя, т.е. после отражения оптическая волна частично «забывает» влияние участка трассы от источника до отражателя.

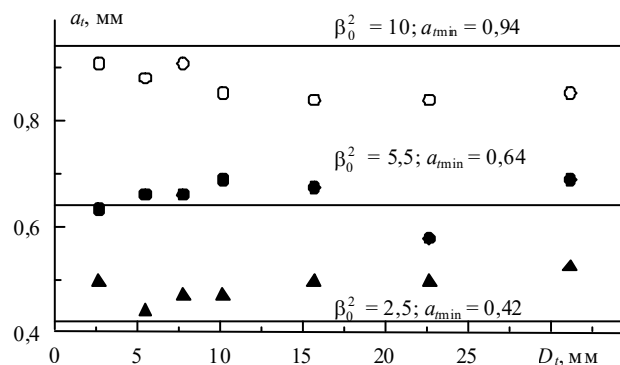
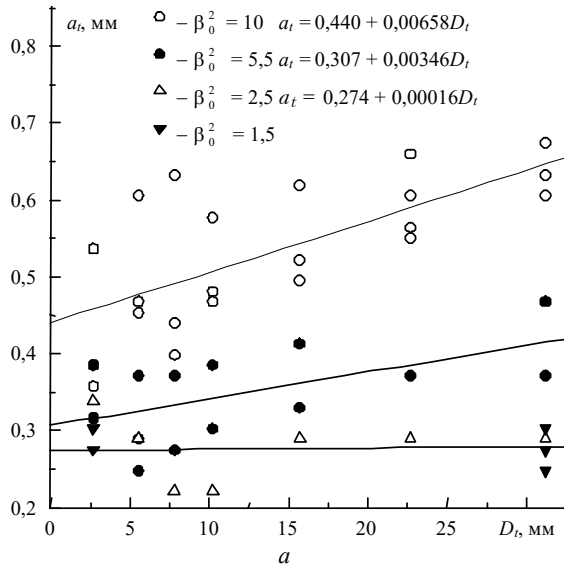


Рис. 3. Зависимость радиуса пучка a_i от диаметра приемного объектива D_i на некогерентной трассе. Линиями указаны минимальные радиусы, рассчитанные по формуле (2)

Другая ситуация наблюдается на коррелированной трассе. В этом случае распределение интенсивности в плоскости изображения объекта зависит как от диаметра приемной апертуры, так и от уровня турбулентности на трассе. В нашем эксперименте наименьший диаметр приемной апертуры 2,7 мм, что соответствует $0,6\sqrt{\lambda L}$, дает распределение интенсивности, близкое к одномасштабному при всех β_0^2 , используемых в эксперименте. Средний размер изображения в этом случае в $1,5 \div 2$ раза меньше, чем на некоординированной трассе при равных значениях β_0^2 , и



при $\beta_0^2 \approx 2,5$ сравним с дифракционным размером изображения.

Отклонение от одномасштабного распределения заметно при апертурах приемника размером больше $\sqrt{\lambda L}$. На фоне широкого размытого турбулентностью изображения радиусом a_t появляется более узкий пик в центральной части пятна радиусом a_d . Таким образом, при малых апертурах изображение объекта формируется узким пучком, распространяющимся вблизи оси и имеющим высокий уровень когерентности. Радиус узкого пика растет с ростом β_0^2 медленнее, чем $1/\rho_s$.

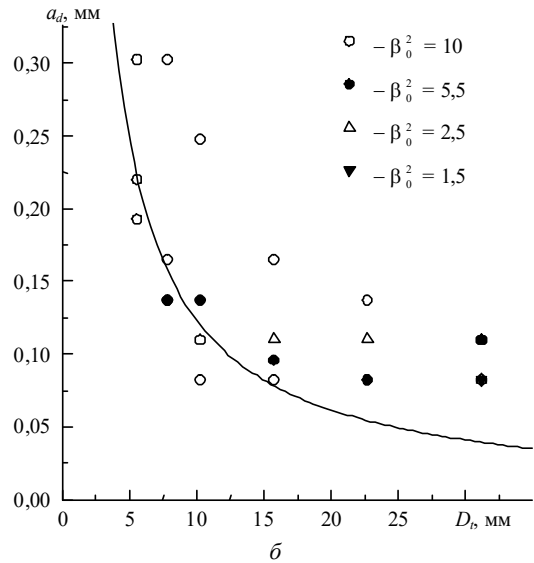


Рис. 4. Радиусы турбулентной a_t (а) и дифракционной a_d (б) частей пучка на коррелированной трассе в зависимости от диаметра приемного объектива D_t при различных уровнях турбулентности β_0^2

На рис. 4 показаны значения турбулентного (широкое основание, рис. 4, а) и когерентного (узкий пик, рис. 4, б) радиусов распределения интенсивности при различных условиях эксперимента. Из рис. 4 видно, что уширенный турбулентностью радиус пучка медленно растет с увеличением диаметра приемной апертуры при $\beta_0^2 = 5,5; 10$. Этот эффект, по-видимому, можно объяснить перефокусировкой изображения при больших значениях β_0^2 , так как в процессе эксперимента плоскость анализа оставалась постоянной. Когерентный радиус уменьшается с увеличением диафрагмы и практически не зависит от уровня турбулентности. Сплошная кривая на рис. 4, б – дифракционный размер изображения ($a_d = 1,22\lambda F_t/D_t$), рассчитанный для используемых апертур. Измеренные радиусы неплохо ложатся на эту кривую.

Амплитуды распределения турбулентного и дифракционного масштабов показаны на рис. 5. Наибольшую амплитуду узкого пика имеют те распределения, которые соответствуют малым диафрагмам. С увеличением апертуры входного объектива амплитуда и радиус узкого пика уменьшаются, узкий пик становится более резким и заметным на фоне широкого турбулентного пятна, но его вклад в общую энергию пучка в плоскости изображения сокращается.

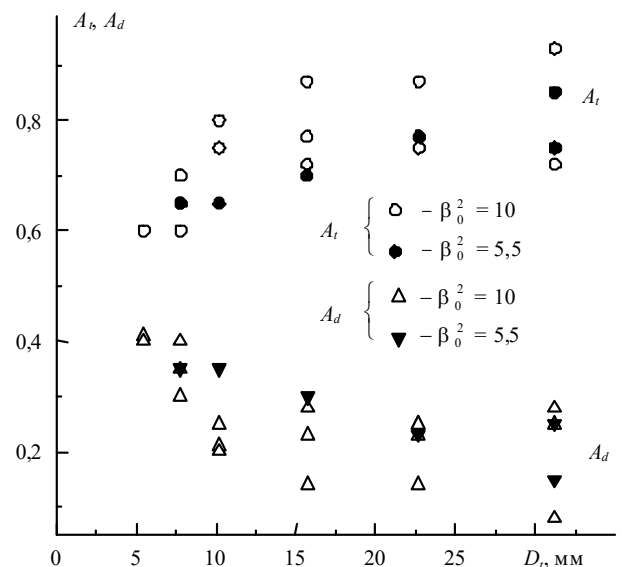


Рис. 5. Амплитуда турбулентной A_t и дифракционной A_d частей пучка в зависимости от диаметра приемного объектива D_t при различных уровнях турбулентности β_0^2

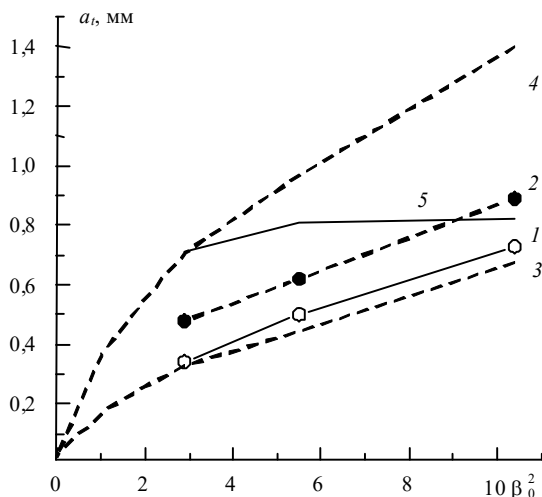


Рис. 6. Сравнение расчетных и измеренных значений турбулентного радиуса изображения a_t для приемного объектива диаметром $D_t = 32$ мм: 1, 2 – коррелированная и некоррелированная трассы соответственно; 3, 4 – расчетный радиус для трассы длиной L и $2L$; 5 – отношение радиусов на коррелированной и некоррелированной трассе

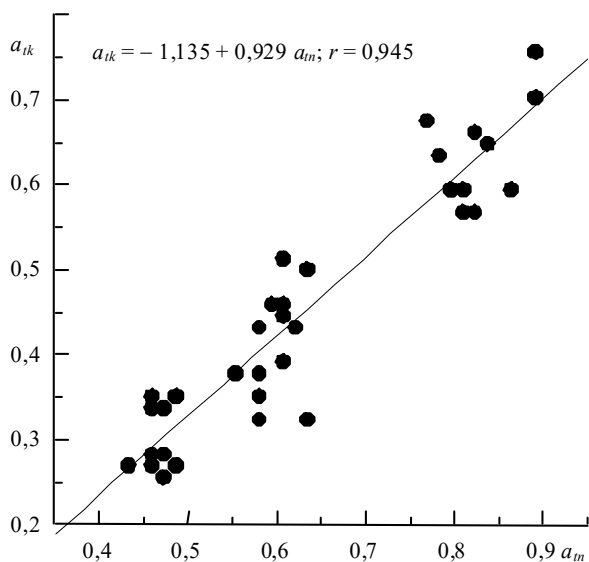


Рис. 7. Сравнение турбулентных радиусов изображения на коррелированной a_{tk} и некоррелированной a_m трассах

Результаты измеренных значений размеров турбулентного изображения объекта на коррелированной и некоррелированной трассах сравнивались с расчетными значениями, проведенными по формулам работы [1], учитывающим параметры пучка и условия распространения. На рис. 6 показаны результаты этого сравнения для одной диафрагмы и различных β_0^2 . Размеры изображения на коррелированной и некоррелированной трассах лежат между расчетными

для расстояний L и $2L$. Отметим то обстоятельство, что радиус изображения на некоррелированной трассе $\sim 1,5$ раза меньше расчетного для трассы длиной $2L$, в отличие от случая отражения широкого коллимированного пучка, когда расчетные и экспериментальные данные были близки между собой [7]. Радиус изображения на коррелированной трассе меньше, чем на некоррелированной, на 15–25%, и при $\beta_0^2 > 5$ их отношение не зависит от β_0^2 .

На рис. 7 приведены результаты сравнения турбулентных радиусов изображения на коррелированной a_{tk} и некоррелированной a_m трассах для различных условий распространения и диаметров приемного объектива. Прямая линия на рисунке рассчитана методом наименьших квадратов (r – коэффициент корреляции). Видна хорошая корреляция между размерами турбулентных радиусов пучка, но на коррелированной трассе радиус пучка всегда меньше, чем на некоррелированной.

Выводы

Сравнение результатов экспериментальных исследований по формированию изображения зеркального отражателя, освещенного фокусированным лазерным пучком, распространяющимся в условиях сильных флуктуаций интенсивности по коррелированной (моностатическая) и некоррелированной (бистатическая) трассам, позволило сделать следующие выводы.

– На коррелированной трассе в определенных условиях распределение интенсивности имеет два характерных масштаба: широкий, обусловленный турбулентным расплыванием, и узкий (когерентный масштаб) с радиусом, близким к дифракционному, рассчитанному на диаметре приемного объектива.

– Во всех измерениях турбулентный размер пучка на коррелированной трассе примерно на 15–25% меньше, чем на некоррелированной, что приводит к увеличению максимальной интенсивности на оси приблизительно в 1,5 раза.

– На некоррелированной трассе радиус изображения $\sim 1,5$ раза меньше расчетного для трассы длиной $2L$, но больше, чем для трассы длиной L , не зависит от диаметра приемного объектива и близок к предельному радиусу в турбулентной среде $a_{\min} \approx 2F/(k\rho_s)$ для трассы длиной L , зависящему от условий турбулентности на трассе.

1. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 270 с.
2. Крупник А.Б., Саичев А.И. // Изв. вузов. Радиофизика. Т. XXIV. 1981. N 10. С. 1234–1239.
3. Bogoturov A.N., Gurvich A.S., Dainty Y.C. et al. // Opt. Lett. 1992. V. 17. N 10. С. 757–759.
4. Bogoturov A.N., Canas A.A.D., Dainty Y.C. et al. // Opt. Communication. 1992. V. 87. P. 1–4.
5. Банах В.А., Чен Б.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 11–12. С. 1522–1529.
6. Банах В.А., Сазанович В.М., Цык П.Ш., Чен Б.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 12. С. 1625–1630.
7. Банах В.А., Сазанович В.М., Цык П.Ш., Чен Б.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. N 10. С. 1064–1068.

V.M. Sazanovich, R.Sh. Tsvyk. Influence of the turbulence in the sensing path on the image of a focused laser beam.

We present the results of experimental investigations into the turbulence influence on formation in the receiving optical system of an image of a laser beam reflected from a mirror. The investigations were performed using a beam focused onto the reflector in correlated (monostatic) and uncorrelated (bistatic) paths under conditions of strong fluctuations of intensity. The intensity distributions in the reflector image plane were recorded and analyzed. It was shown that in some situation in the correlated path the intensity distribution is two-scale, with wide base (turbulent radius) and narrow peak (coherent radius). The dependence of the beam image radius on propagation conditions and diameter of the receiving lens were determined.