

В.А. Банах, В.М. Сазанович, Р.Ш. Цвык

ВЛИЯНИЕ УРОВНЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ СРЕДЫ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ ПРИ ЛОКАЦИИ

Экспериментально исследуется влияние дальних корреляций поля отраженной от плоского зеркала волны на распределение интенсивности в фокальной плоскости линзы. Показано, что когда на трассе реализуются условия «насыщенных» флуктуаций интенсивности падающей на отражатель волны, часть отраженного поля имеет высокий уровень когерентности, приводящий к появлению узкого пика в распределении интенсивности за линзой на фоне размытого турбулентностью пятна, интенсивность которого такая же, как у турбулентного пятна. Таким образом, интенсивность на оси удваивается. Определены радиус, амплитуда и доля энергии узкого пика в зависимости от уровня турбулентности на трассе распространения.

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 [1–6] показано, что в моностатических схемах зондирования можно повысить качество изображения наблюдаемого объекта, используя эффект обратного рассеяния, а точнее, эффект дальних корреляций прямой и отраженной волн, приводящий к сохранению высокого уровня когерентности в части отраженной волны. Экспериментально этот эффект наблюдался в лабораторных условиях авторами [3–4], и было показано, что с помощью поляризационных свойств света можно выделить когерентную составляющую света, отраженного от объекта в турбулентной среде, при этом видность интерференционной картины значительно улучшается.

Наличие когерентной части в отраженной волне приводит к появлению в распределении интенсивности узкого пика на фоне размытого турбулентностью пятна в фокальной плоскости линзы. Экспериментальные исследования [6], проведенные нами для точечного отражателя (размер отражателя много меньше зоны Френеля), показали зависимость параметров узкого пика от уровня турбулентности на трассе и размеров приемной апертуры. В данной статье мы представляем результаты экспериментального исследования влияния уровня турбулентности среды на формирование изображения протяженного объекта в условиях, когда подсвечивающая объект и отраженная волны проходят по одним и тем же (коррелированным) неоднородностям среды.

Экспериментальные исследования были проведены в лабораторных условиях на установке, моделирующей конвективную случайно-неоднородную среду над нагретой поверхностью. Турбулентные параметры модельной среды приведены в [6]. Объект – плоское зеркало – освещался когерентным излучением длиной волны $\lambda = 0,63$ мкм от гелий-неонового лазера, стабилизированного по частоте. С

помощью оптики формировалась квазиплоская волна с гауссовым распределением интенсивности и с эффективным радиусом $a = 0,7$ см, при этом параметр Френеля излучателя $\Omega = ka^2/L = 70$, где $k = 2\pi/\lambda$, а длина трассы $L = 7$ м набиралась за счет трехкратного прохождения пучком турбулентного слоя по независимым путям.

Диафрагмы, устанавливаемые перед зеркалом, позволяли менять размер отражателя от точечного ($\Omega_r = 0,3$ – отраженная сферическая волна) до бесконечного (пучок перехватывался и отражался полностью без ограничения). Отраженный от зеркала пучок света проходил ту же трассу в обратном направлении. Приемный телескоп с фокусным расстоянием $F_t = 160$ см размещался в плоскости источника, оси телескопа и источника совмещались. Входная апертура телескопа не ограничивала размер падающего пучка.

Исследования проводились в условиях сильных флуктуаций интенсивности, когда параметр $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$ (C_n^2 – структурная характеристика показателя преломления среды), характеризующий условия распространения через атмосферу, превосходит единицу. В [1, 2] показано, что в условиях «насыщенных» флуктуаций интенсивности функцию когерентности плоской волны, прошедшей турбулентный слой до отражателя (при $\Omega_r \gg 1$) и обратно, можно разбить на сумму двух слагаемых:

$$\Gamma_2^R(x_0, \bar{\rho}) = \Gamma_{20}^{(1)} + \Gamma_{20}^{(2)} = A \left\{ \exp\left(-\frac{8}{3} D_s \rho_f^{5/3}\right) + \left[1 + \frac{16}{3} \left(\frac{4}{3} D_s\right)^{12/5} \right]^{-1} \times \exp\left[-\frac{2((4/3) D_s)^{6/5} \rho_f^2}{1 + (16/3)((4/3) D_s)^{12/5}}\right] \right\}$$

(D_s – структурная функция фазы сферической волны; $\rho_f = |\rho| \sqrt{kL}$), из которых первое совпадает с функцией когерентности прямой волны, прошедшей в турбулентной среде трассу $2L$ с учетом изменения

поля на отражателе за счет дифракции, а второе определяется дальними корреляциями поля отраженной волны. Эти функции отличаются величиной и масштабом своих слагаемых. Так, при отражении от зеркала слагаемое $\Gamma_{2\sigma}^{(2)} \sim D_s^{-12/5}$ и является асимптотически малым по сравнению с $\Gamma_{2\sigma}^{(1)}$, однако масштаб спада этой функции существенно больше, чем у $\Gamma_{2\sigma}^{(1)}$, и определяется дифракционным размером радиуса когерентности либо плоской, либо сферической волны, в зависимости от размера отражателя, и растет с увеличением турбулентности.

Таким образом, волновое поле на входной апертуре телескопа за счет этого слагаемого имеет «широкую зону» высокой когерентности, но малой интенсивности, а в фокальной плоскости линзы в распределении интенсивности появляется узкий пик на фоне размытого турбулентного пятна, и при высоком уровне турбулентности интенсивность в центре распределения удваивается по сравнению с распространением на некоррелированной трассе удвоенной длины.

Исходя из этих предпосылок, в эксперименте рассматривались распределения интенсивности отраженной от объекта волны в фокальной плоскости приемного объектива. Распределения фиксировались видеокамерой и записывались в ЭВМ в режиме накопления кадров за 8 мин, что соответствовало 145 кадрам. Пространственное разрешение системы «видеокамера–регистрация» – 33 мкм. Для определения параметров распределения интенсивности в горизонтальном и вертикальном сечениях выбирались три столбца и три строки, проходящие через максимум распределения интенсивности, по которым проводилось усреднение. Затем амплитуда распределения интенсивности в каждом сечении нормировалась на максимальное значение и методом подгонки подбирались параметры A, a, x_0 (амплитуда, полуширина, координата центра) одной

или суммы двух экспонент, наиболее точно описывающих данное распределение. Такая методика обработки позволяет определить отношения амплитуд и эффективные масштабы распределения, не измеряя абсолютное значение интенсивности.

На рис. 1 приведены примеры полученных распределений интенсивности в фокусе линзы в горизонтальном (x) и вертикальном (y) сечениях для волны, отраженной от плоского зеркала размером в одну зону Френеля ($\Omega_r = 6,3$) при различных уровнях турбулентности среды.

Значения β_0^2 соответствуют длине трассы L до отражателя. По горизонтальной оси отложены номера точек в изображении (расстояние между точками 33 мкм). На рисунках приведены параметры подобранных гауссоид.

На рис. 2 приведены результаты оценки вклада в амплитуду распределения интенсивности турбулентной (A_t) и когерентной (A_c) компонент для бесконечного отражателя. В соответствии с методикой обработки суммарная амплитуда $A = A_t + A_c = 1$. Вклад когерентной компоненты растет с увеличением уровня турбулентности на трассе. Так, при $\beta_0^2 \sim 1$ распределение описывается одной экспонентой, и лишь при $\beta_0^2 > 1,5$ заметно влияние когерентной составляющей. На фоне турбулентного пятна появляется узкая центральная часть большей интенсивности. Относительный вклад когерентной составляющей в общую интенсивность в центре пятна сравнивается с вкладом турбулентной составляющей лишь при $\beta_0^2 \sim 10$, это тот уровень турбулентности среды, при котором «насыщены» флуктуации интенсивности плоской и сферической волн [1]. Аналитические соотношения для A_t и A_c , приведенные на рисунке, получены методом наименьших квадратов по измеренным значениям.

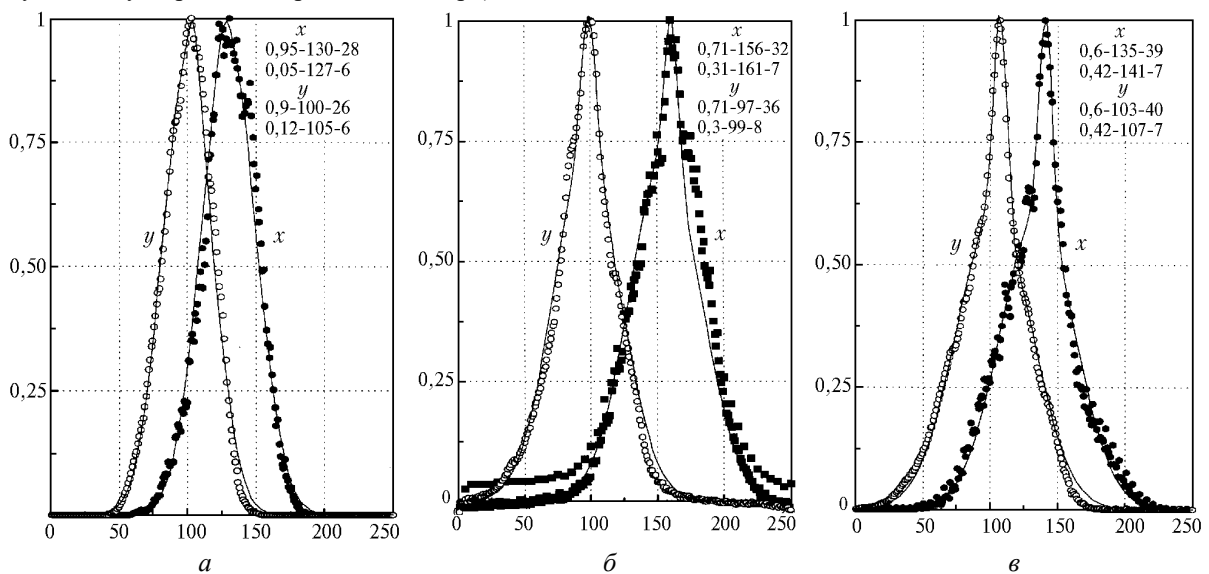


Рис. 1. Распределение интенсивности для отражателя радиусом 1 зона Френеля: $9a - \beta_0^2 = 2,3$; $\delta - \beta_0^2 = 3,8$; $\epsilon - \beta_0^2 = 9,8$

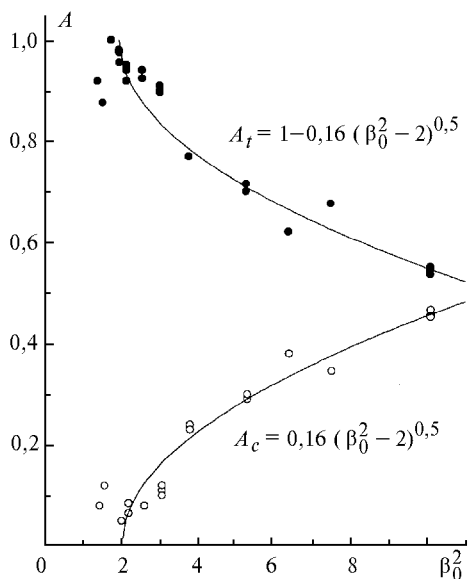


Рис. 2. Значения амплитуд турбулентной A_t и когерентной A_c составляющих интенсивности в зависимости от уровня турбулентности среды при размере отражателя $\Omega_r > 100$

Измерения, проведенные для различных размеров отражателей при $\beta_0^2 \sim 10$, показали, что амплитуды составляющих A_t и A_c слабо зависят от размера отражателя и практически равны между собой (рис. 3).

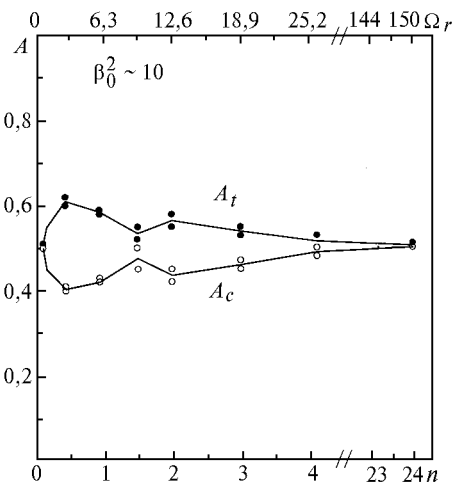


Рис. 3. Значения амплитуд турбулентной A_t и когерентной A_c составляющих интенсивности в зависимости от размера отражателя в зонах Френеля ($n = \Omega_r/2\pi$) и Ω_r

На рис. 4 показана зависимость эффективных радиусов (масштабов) турбулентного пятна и узкого пика распределения интенсивности в фокусе линзы для бесконечного (a_{tp}, a_{cp}) и точечного (a_{ts}, a_{cs}) отражателей при изменении β_0^2 .

В качестве точечного отражателя использовалось зеркало, ограниченное диафрагмой диаметром 1 мм, параметр Френеля отражателя $\Omega_r = 0,3$. Аналитические выражения на рисунке – аппроксимации экспериментальных значений. Оценки размера изображения лазерного пучка с плоским волновым

фронтом, прошедшего в турбулентной среде трассу длиной $2L$ до отражателя и обратно, дают зависимость, пропорциональную $\sim (\beta_0^2)^{0,6}$ [1], экспериментальные размеры пятна a_{tp}, a_{ts} , при малых значениях β_0^2 на 25–30% меньше расчетных и становятся близкими к ним при $\beta_0^2 \sim 10$. Большие значения размеров пятна для точечного отражателя по сравнению с бесконечным можно объяснить тем, что измерения проводились не в плоскости минимального изображения для точечного отражателя, а в фокальной плоскости приемной линзы. Уменьшение турбулентного размера пятна при больших β_0^2 можно объяснить двумя причинами: перекачкой части энергии в узкий пик и влиянием внешнего масштаба на структурную функцию фазы, так как $\beta_0^2 \sim 10$ достигались на небольшой высоте над нагретой поверхностью.

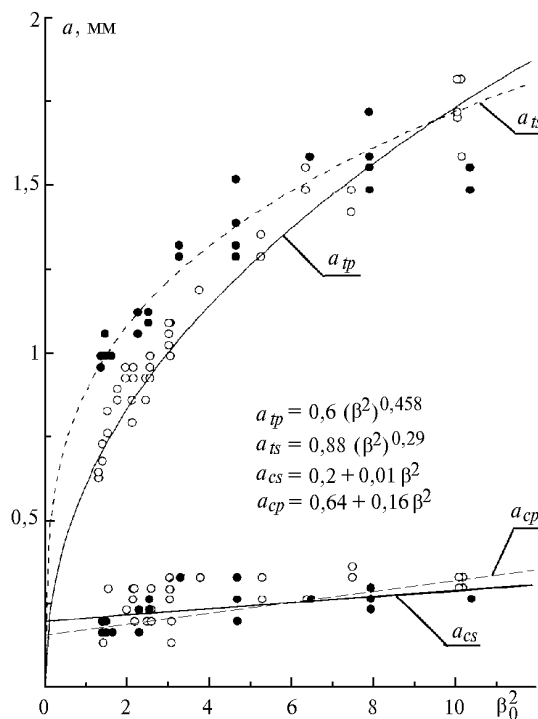


Рис. 4. Зависимость масштабов распределения интенсивности в фокальной плоскости линзы от уровня турбулентности

Как видно из рис. 4, значения радиуса когерентного масштаба a_{cp}, a_{cs} практически не зависят от уровня турбулентности среды, хотя рассчитанные для длины трассы $2L$ значения радиуса когерентности поля плоской волны уменьшаются от $3,5 \cdot 10^{-1}$ до $1 \cdot 10^{-1}$ мм при увеличении β_0^2 от 1,5 до 10.

Большой разброс значений a_{cp}, a_{cs} при малых β_0^2 связан с ошибками эксперимента. Средние значения радиуса когерентного масштаба для бесконечного и точечного отражателей примерно одинаковы и при $\beta_0^2 \sim 10$ равны 0,25 мм. Это соответствует размеру зоны когерентности в плоскости входной апертуры приемной линзы $\rho = F/ka_c \approx 0,7$ мм.

Таким образом, размеры зоны высокой когерентности в несколько раз превышают радиус когерентности плоской волны, но на порядок меньше начального размера подсвечивающего пучка.

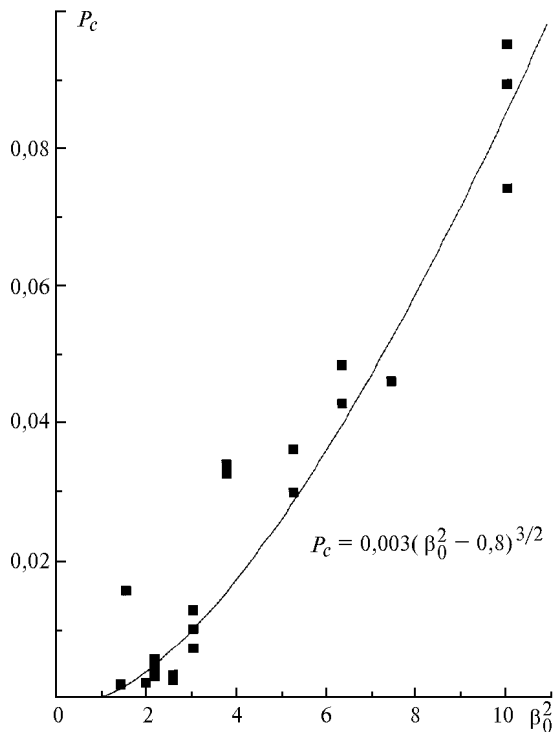


Рис. 5. Величина вклада когерентной составляющей в общую энергию пучка в фокальной плоскости линзы

На рис. 5 представлены результаты оценки доли энергии когерентной компоненты в общей энергии волны для бесконечного отражателя

$P_c = \overline{A_{cp} a_{cp}^2} / (\overline{A_{fp} a_{fp}^2} + \overline{A_{cp} a_{cp}^2})$ при различных значениях β_0^2 . Видно, что доля когерентной компоненты в нашем эксперименте не превышала 8–10% от общей энергии, и можно предположить, что при дальнейшем увеличении β_0^2 произойдет насыщение P_c , так как значение интенсивности узкого пика на оси достигает максимума при $\beta_0^2 \sim 10$.

Таким образом, проведенные исследования показали, что в условиях «насыщенных» флуктуаций интенсивности волны при отражении от плоского зеркала интенсивность на оси пучка в фокальной плоскости линзы при обратном распространении за счет эффекта дальних корреляций вдвое превышает интенсивность на оси при прямом распространении на трассе удвоенной длины, что приводит к повышению разрешающей способности оптических систем, работающих по моностатистической схеме зондирования.

1. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 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. P. 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. N 11–12. С. 1522–1529.
6. Банах В.А., Сазанович В.М., Цвык Р.Ш., Чен Б.Н. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. N 12. С. 1625–1630.

V.A. Banakh, V.M. Sazanovich, R.Sh. Tsvyk. **Influence of Turbulence Level of Medium on Distribution of Optical Image Intensity at Ranging.**

An influence of far correlations of the wave field reflected from a flat mirror on the intensities distribution of a lens focal plane was studied experimentally. It was shown that under «saturated» fluctuations of the intensity of the wave incoming on the reflector, a portion of the reflected field had a high coherence level causing an appearance of sharp spike in the intensities distribution behind the lens on the background of blurred spot of the turbulence comparable in intensity with that of the latter. So, the intensity over the axis became double. The radius, amplitude, and a portion of energy of the sharp spike were determined as the functions of the turbulence level along the propagation path.