

УДК 621.371:551.510

## ВЛИЯНИЕ ПЕРЕМЕЖАЕМОСТИ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ АТМОСФЕРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ УЗКИХ КОЛЛИМИРОВАННЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПУЧКОВ

Т. И. Арсеньян, А. М. Зотов, П. В. Короленко, М. С. Маганова, В. Г. Макаров

(кафедра оптики и спектроскопии; кафедра радиофизики)

Рассмотрены факторы, влияющие на амплитудно-фазовые флуктуации в оптических системах локационного типа в условиях перемежаемости атмосферной турбулентности. Получены и проанализированы экспериментальные данные, характеризующие применительно к узкому коллимированному лазерному пучку эффекты случайного блуждания, турбулентного уширения, изменения радиуса корреляции флуктуаций интенсивности. Наблюдаемая спорадическая стохастизация излучения объясняется резким уменьшением внутреннего масштаба турбулентности по сравнению со средним размером пучка.

Повышение эффективности методов оптимизации параметров оптических атмосферных каналов передачи информации тесным образом связано с проблемой обобщения экспериментальных данных о характере амплитудно-фазовых возмущений светового пучка, а также с построением расчетных теоретических моделей, адекватных реальному механизму влияния турбулентности среды распространения на пространственно-временную структуру излучения. В настоящей работе эта проблема рассмотрена применительно к оптическим системам локационного типа, работающим в условиях перемежаемости атмосферной турбулентности на узких коллимированных пучках.

Сравнение результатов экспериментальных исследований с законом «двух третей» [1, 2] показывает, что турбулентность в приземном слое воздуха носит более сложный характер, обусловленный развитием различного рода неустойчивостей. Формирование при этом пространственной неоднородности мелкомасштабной турбулентности регистрируется в точке наблюдения [3] как процесс перемежаемости быстрых и медленных флуктуаций температуры и показателя преломления, причем эти флуктуации однозначно связываются с перемежаемостью крупномасштабной и мелкомасштабной турбулентности.

Перемежаемость турбулентности наблюдается как при устойчивой и безразличной, так и при неустойчивой стратификации атмосферы. Несмотря на многообразие действующих физических факторов, отчетливо проявляется тенденция к пространственной организации мелкомасштабной турбулентности в виде отдельных струй, нитей, глобул, пятен и т.п. При оценке влияния мелкомасштабной турбулентности на характеристики излучения остается открытым важный вопрос: будет ли учет перемежаемости носить характер поправок к данным, полученным на основе классических представлений о развитии турбулентности [1, 4, 5], или он повлечет необходимость значительного пересмотра подходов к описанию возмущений лазерных пучков.

Эксперименты проводились на горизонтальной атмосферной трассе локационного типа, построен-

ной на юго-западе Москвы в районе Воробьевых гор [6, 7] с использованием зданий МГУ. Трасса располагалась на высоте 25 м от поверхности Земли и имела длину в одном направлении 280 м. Для исключения эффекта усиления флуктуаций приемная и выходная апертуры локационной трассы были разнесены на 50 см. Источником непрерывного излучения служил одномодовый He-Ne лазер, работающий на длине волны  $\lambda = 0,63$  мкм. Телескоп формировал узкий коллимированный пучок с близким к единице числом Френеля на выходной апертуре. Пучок, прошедший с трассы, направлялся в устройство, регистрирующее фазовые и амплитудные характеристики светового поля при помощи сдвигового интерферометра и ПЗС-матрицы. Регистрирующая аппаратура содержала устройство ввода изображения в персональный компьютер, работающее в телевизионном стандарте. Для проведения многопараметрического статистического экспресс-анализа вводимых в компьютер изображений пучков и интерферограмм использовалось специально разработанное программное обеспечение. Одновременно с оптическими измерениями проводилась оценка метеорологических параметров трассы (температуры, давления, влажности, скорости и направления ветра, дальности видимости) в точках расположения приемо-регистрирующей аппаратуры, отражательных зеркал, а также в непосредственной близости от подстилающей поверхности. Анализ этих данных позволял оценивать величину структурной характеристики флуктуаций показателя преломления  $C_n^2$  с помощью соотношений [1]:

$$C_n^2 \approx 10^{-13} C_T^2 \langle T \rangle^{-2},$$

$$C_T^2 = 2,8 a^2(\text{Ri}) (K_k h)^{4/3} [d\langle T \rangle / dh]^2, \quad (1)$$

где  $a^2(\text{Ri})$  — универсальная функция числа Ричардсона  $\text{Ri}$ ,  $K_k$  — постоянная Кармана,  $d\langle T \rangle / dh$  — градиент средней температуры по высоте  $h$ .

В ходе измерений, проведенных в период 1995–1998 гг., было установлено, что в зависимости от погодных условий на трассе наблюдаются режимы слабых и сильных флуктуаций (значения  $C_n^2$  изменялись от  $10^{-10}$  до  $10^{-17}$  см $^{-2/3}$ ). Слабые флуктуации

характерны для стратификации атмосферы, близкой к безразличной, а сильные — для заметно выраженной стратификации и, как правило, при наличии ветра. Развивающиеся в атмосфере неустойчивости при достаточно высоких вертикальных градиентах температуры проявляются в форме перемежаемости двух структурных состояний лазерного пучка [6, 7]. Первое состояние — квазирегулярное — характеризуется большим радиусом корреляции изменений интенсивности, близким к радиусу пучка, и бездислокационной структурой волнового фронта. Второе — стохастическое состояние, переход в которое осуществляется скачкообразно, — имеет существенно меньшее (иногда на порядок) значение радиуса корреляции изменений интенсивности. В поперечном сечении наблюдается неупорядоченное спеклоподобное распределение интенсивности с многочисленными винтовыми дислокациями на волновом фронте. Переход из одного состояния в другое носит квазирегулярный характер. При этом длительность каждого состояния может меняться от секунд до нескольких десятков секунд.

В стохастическом состоянии пучок испытывает заметное турбулентное уширение. Поперечный размер пучка в этом состоянии обычно в 1,5–2 раза превышает размер в квазирегулярном состоянии. Стохастизация пучка приводит также к некоторому уменьшению случайных смещений его «центра тяжести», характерная частота которых в этих условиях увеличивается от нескольких герц до десятков герц. Экспериментальные значения среднего диаметра пучка  $D$  и среднего квадрата смещений положения центра тяжести пучка  $\rho_c^2$  в различных структурных состояниях приведены в таблице.

Параметры пучка в различных структурных состояниях

Параметры пучка	Состояние			
	Квазирегулярное		Стохастическое	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.
Диаметр $D$ , см	$3 \pm 0,5$	2,1	$8 \pm 1$	7,2
Средний квадрат смещений положения центра тяжести $\rho_c^2$ , см <sup>2</sup>	$8,2 \pm 2,5$	4,02	$3 \pm 1$	3,6

Данные получены в весенний период, когда температура составляла  $-1^\circ\text{C}$  на высоте трассы и  $-2^\circ\text{C}$  на высоте 2 м от земной поверхности. Скорость ветра была равна 1 м/с. Этим условиям соответствует значение  $C_n^2 = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{-14}$  см<sup>-2/3</sup>. При экспериментальном определении величины  $\rho_c^2$  использовалась система отсчета, связанная с входной апертурой приемо-передающей системы. Определение же уровня флуктуаций интенсивности и диаметра пучка проводилось в системе отсчета, связанной с его центром тяжести. После покадровой регистрации измеряемых параметров осуществлялось их усреднение по 10–20 кадрам, относящимся к соответствующему состоянию пучка.

В квазирегулярном состоянии пучка фазовые флуктуации обусловлены, в основном, изменениями наклона волнового фронта. Флуктуации в стохастическом состоянии пучка определяются, прежде всего, локальными фазовыми изменениями, связанными с появлением винтовых дислокаций волнового фронта.

Для теоретических оценок влияния на структуру турбулентности внутреннего масштаба турбулентности  $l_0$  обычно используют модель вида [1]:

$$\Phi_n(K) = 0,033C_n^2 K^{-11/3} \exp(-K^2/K_m^2),$$

где  $K$  — волновое число неоднородностей,  $K_m = 5,92/l_0$ .

В рамках этой модели перемежаемость турбулентности может быть обусловлена спорадическими изменениями величин  $C_n^2$ ,  $K_m$  и показателя степенной зависимости спектра  $\Phi_n(K)$ . Будем исходить из предположения, что определяющее влияние на изменение структуры лазерного пучка при его спорадическом переходе из одного состояния в другое оказывает изменение параметра  $K_m$ . Заметим, что для используемых в экспериментах трасс, достаточно высоко поднятых над подстилающей поверхностью, величина внешнего масштаба турбулентности  $L_0$ , как и ее изменения, не будут заметным образом влиять на характеристики пучка [8, 9].

Зададим распределение поля одномодового лазерного пучка, попадающего в турбулентную среду, в виде выражения

$$u_0(\rho) = \exp[-(\rho^2/2a^2) - (ik\rho^2/2F)],$$

где  $a$  — эффективный радиус пучка на передающей апертуре,  $F$  — радиус кривизны фазового фронта в центре апертуры,  $\rho$  — радиальная координата в сечении пучка.

Для описания дифракционного уширения лазерного пучка на трассе используется дифракционный радиус пучка [9]:

$$a_g = ag/\Omega. \tag{2}$$

Здесь  $\Omega = ka^2/L$  — число Френеля сечения пучка на передающей апертуре,  $L$  — длина трассы,  $k$  — волновое число,  $g^2 = 1 + \Omega^2(1 - L/F)^2$  — обобщенный дифракционный параметр пучка. Из (2) следует, что узкий коллимированный пучок ( $L/F = 0$ ,  $\Omega = 1$ ) имеет минимальный дифракционный размер. Такой пучок наиболее отчетливо реагирует на изменения внутреннего масштаба турбулентности  $l_0$ , происходящие вблизи его среднего поперечного размера. Поскольку описанные выше эксперименты ставились с узкими коллимированными пучками, анализ флуктуационных характеристик излучения проведем для случая  $L/F = 0$ ,  $\Omega \sim 1$ .

Если  $l_0$  заметно превосходит  $a$ , то турбулентное уширение пучка оказывается незначительным. В то же время турбулентность приводит к существенным случайным смещениям центра тяжести пучка. Средний квадрат отклонений центра тяжести при этом определяется выражением [10]

$$\rho_c^2 = 2,19 C_n^2 l_0^{-1/3} L^3. \quad (3)$$

Относительная дисперсия флуктуаций логарифма интенсивности равна [8]

$$\sigma^2 = 3,2 C_n^2 L^3 l_0^{-7/3}. \quad (4)$$

Если  $l_0 \ll a$ , имеет место заметное турбулентное уширение пучка, а значение  $\sigma^2$  близко к единице. Этот случай может быть описан в рамках теории пространственно-ограниченных пучков [8, 10], справедливой для развитой турбулентности. Эффективный размер пучка  $D$ , обусловленный дифракционным и турбулентным уширением, определяется выражением [8, 9]:

$$D = 2a[g^2 + 0,46(2,8\beta_0^2)^{6/5}]^{1/2}, \quad (5)$$

где  $\beta_0^2 \approx 1,24 C_n^2 k^{-7/6} L^{11/6}$ .

Для оценки среднего квадрата смещений пучка в случае его турбулентного уширения используется выражение [9]:

$$\rho_c^2 = 1,54 a^2 (2,8\beta_0^2)^{4/5} - 1,78 a^2 (2,8\beta_0^2)^{5/8}. \quad (6)$$

Радиус корреляции флуктуаций интенсивности  $r_c$  турбулентно уширенного пучка может быть найден из соотношения [9]:

$$r_c = r_0 \left[ \left( 2 + \frac{4}{3}q \right) / \left( \frac{4}{3} + \frac{1}{3}q \right) \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где  $q = 1,22\beta_0^{12/5}$ ,  $r_0 = \sqrt{L/qk}$  — радиус пространственной когерентности поля плоской волны. Приведенные соотношения могут стать основой для расчета и оптимизации характеристик узких коллимированных пучков на локационных трассах.

При оценке степени пригодности приведенной выше теоретической модели для описания экспериментальных данных будем исходить из того, что присутствующая в теоретических соотношениях величина  $C_n^2$  соответствует определенным по формуле (1) значениям и представляет собой величину, усредненную за достаточно большой промежуток времени (значительно превышающий длительности различных структурных состояний пучка). Соотношение (4) позволяет определить величину внутреннего масштаба. Для квазирегулярного состояния пучка с дисперсией флуктуаций интенсивности  $\sigma^2 = 0,1 \div 0,3$  величина  $l_0$  меняется в диапазоне  $4 \div 15$  см. Таким образом, квазирегулярное состояние пучка соответствует случаю, когда размер пучка (в наших экспериментах диаметр пучка на выходной апертуре  $2a \approx 1,5$  см, а на входной  $D \approx 3$  см) уступает внутреннему масштабу турбулентности, и для описания этого состояния можно пользоваться соотношением (3). Определенный с его помощью средний квадрат отклонений центра тяжести пучка для условий, соответствующих данным, приведенным в таблице, составляет величину  $\rho_c^2 = 4,02$  см<sup>2</sup>. Имеющееся различие между теоретическим и экспериментальным значениями можно считать вполне приемлемым, учитывая квадратичный характер величины  $\rho_c^2$ .

Как показывает эксперимент, переход к стохастическому состоянию характеризуется резким уменьшением (почти на порядок) радиуса корреляции флуктуаций интенсивности и заметным турбулентным уширением пучка. Если предположить, что изменение внутреннего масштаба одного порядка с изменением радиуса корреляции интенсивности, то в стохастическом состоянии получаем характерные значения  $l_0 \approx (0,2 \div 0,4)$  см. При таких величинах  $l_0$  и указанной выше величине  $C_n^2 = (2 \pm 0,5) \cdot 10^{-14}$  см<sup>-2/3</sup> оценка радиуса корреляции флуктуаций интенсивности по формуле (7) дает значение  $r_c = 0,2$  см. Оценка турбулентного уширения по формуле (5) показывает, что переход к мелкомасштабной турбулентности существенно увеличивает размер пучка. При этом экспериментальное и теоретическое значения диаметра пучка совпадают в пределах ошибки измерений (см. таблицу). Средний квадрат смещений пучка в условиях его турбулентного уширения рассчитывается по формуле (6) и составляет  $\rho_c^2 = 3,6$  см<sup>2</sup>, что также хорошо согласуется с экспериментально найденным значением.

Таким образом, используемый в данной работе подход позволяет с приемлемой точностью оценивать изменения характеристик узкого коллимированного пучка при спорадическом развитии мелкомасштабной турбулентности. Этот подход может оказаться весьма полезным также при оптимизации параметров приземных оптических трасс с точки зрения обеспечения стабильности уровня и характера амплитудно-фазовых флуктуаций.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 96-15-96537 и 96-15-97247).

#### Литература

1. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967.
2. Бьзова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1989.
3. Обухов А.М., Пинус Н.З., Кречмер С.Н. // Сборник научных трудов Центральной аэрологической обсерватории. Вып. 6. Л.: Гидрометеиздат, 1957. С. 174.
4. Семенов А.А., Арсеньян Т.И. Флуктуации электромагнитных волн на приземных трассах. М.: Наука, 1978.
5. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы (Современные проблемы атмосферной оптики). Л.: Гидрометеиздат, 1988.
6. Арсеньян Т.И., Короленко П.В., Кулягина Е.А. и др. // Опт. атм. и океана. 1997. 10, № 1. С. 1.
7. Арсеньян Т.И., Короленко П.В., Кулягина Е.А. и др. // Вестн. Моск. ун-та. 1997. № 1. С. 26 (Moscow University Phys. Bull. 1997. No. 1. P. 38).
8. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976.
9. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1981.
10. Фейзулин З.И., Крайцов Ю.А. // Радиопизика. 1967. 10, № 1. С. 68.

Поступила в редакцию  
23.04.99