

Индекс мерцаний при узкоапертурной регистрации лазерных пучков в условиях сильной турбулентности

Т.И. Арсеньян, Н.А. Сухарева, А.П. Сухоруков, А.А. Чугунов

Московский государственный университет имени М.В.Ломоносова, физический факультет, кафедра фотоники и физики микроволн Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2 E-mail: suhareva@phys.msu.ru

Представлены результаты экспериментального и теоретического анализа локальных статистических характеристик лазерных пучков, прошедших область сильной турбулентности. На основе экспериментальных данных классифицированы особенности локализованных пространственных распределений интенсивности и индекса мерцаний.

The results of the theoretical and experimental analysis of the local statistical characteristics of the narrow angle laser beams propagated through the path with strong turbulence are presented. On the experimental data basis the peculiarities of the localized spatial distributions of intensity and the scintillation index are classified.

Одной из характеристик неустойчивости для открытых каналов передачи данных служит индекс мерцаний, введенный впервые для астрономических наблюдений и характеризующий относительные флуктуации интенсивности при узкоапертурном приеме сигнала [1]. Детальное экспериментальное исследование локального профиля индекса мерцаний, регистрируемого в зоне покрытия сигнального пучка, выявило сильную зависимость этого параметра от местоположения и профиля контрольной апертуры.

Пучок сложного профиля рассматривается как мультигауссовский, источники которого расположены в одной плоскости направление распространения – ось z , перпендикулярная плоскости расположения источников. (близкий к излагаемому подход используется в работе [2]). Соответствующее пучку возмущение в точках с $z = 0$, принадлежащих плоскости размещения источников, запишем следующим образом:

$$u(x, y, 0) = \sum_i^N u_i(x, y, 0); \quad u_i(x, y, 0) = \exp\left(-\frac{(x - a_i)^2 - (y - b_i)^2}{w_0^2}\right); \quad (1)$$

здесь $u_i(x, y, 0)$ - i -ая гауссовская компонента.

Используя расширенный принцип Гюйгенса-Френеля [3], определим парциальные функции когерентности для каждой пары компонент многокомпонентного гауссовского пучка [4]:

$$\begin{aligned} \Gamma_{ij}^{1,1}(p, q, L) &= \frac{k^2}{(2\pi L)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} u_i(x_i, y_i, 0) u_i^*(x_j, y_j, 0) \\ &\times \exp\left\{\frac{ik}{(2L)} \left[(p - x_i)^2 + (q - y_i)^2 - (p - x_j)^2 - (q - y_j)^2 \right]\right\} \\ &\cdot \cdot \times \left\langle \exp\left[\psi(x_i, y_i, p, q) + \psi^*(x_j, y_j, p, q)\right] \right\rangle dx_i dy_i dx_j dy_j \end{aligned} \quad (2)$$

где $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ - волновое число,

λ - длина волны,

(p, q) - поперечные координаты в плоскости приемника. Угловые скобки означают среднее по ансамблю.

Средняя интенсивность многокомпонентного пучка в плоскости приема может быть выражена через сумму парциальных функций когерентности второго порядка следующим образом:

$$I(p, q, L) = \sum_{i=1}^n \Gamma_{ii}^{1,1}(p, q, L) + 2 \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N \operatorname{Re} \left[\Gamma_{ij}^{1,1}(\pi p, q, L) \right], \quad (3)$$

здесь разделены собственные вклады отдельных компонент и «суперпозиционные» вклады, стационарность которых определится не только пространственной, но и временной когерентностью базисных пучков. Полученные в эксперименте на трассе типичные профили мгновенных и усредненных распределений интенсивности уединенных гауссовских пучков представлены на рис. 1.

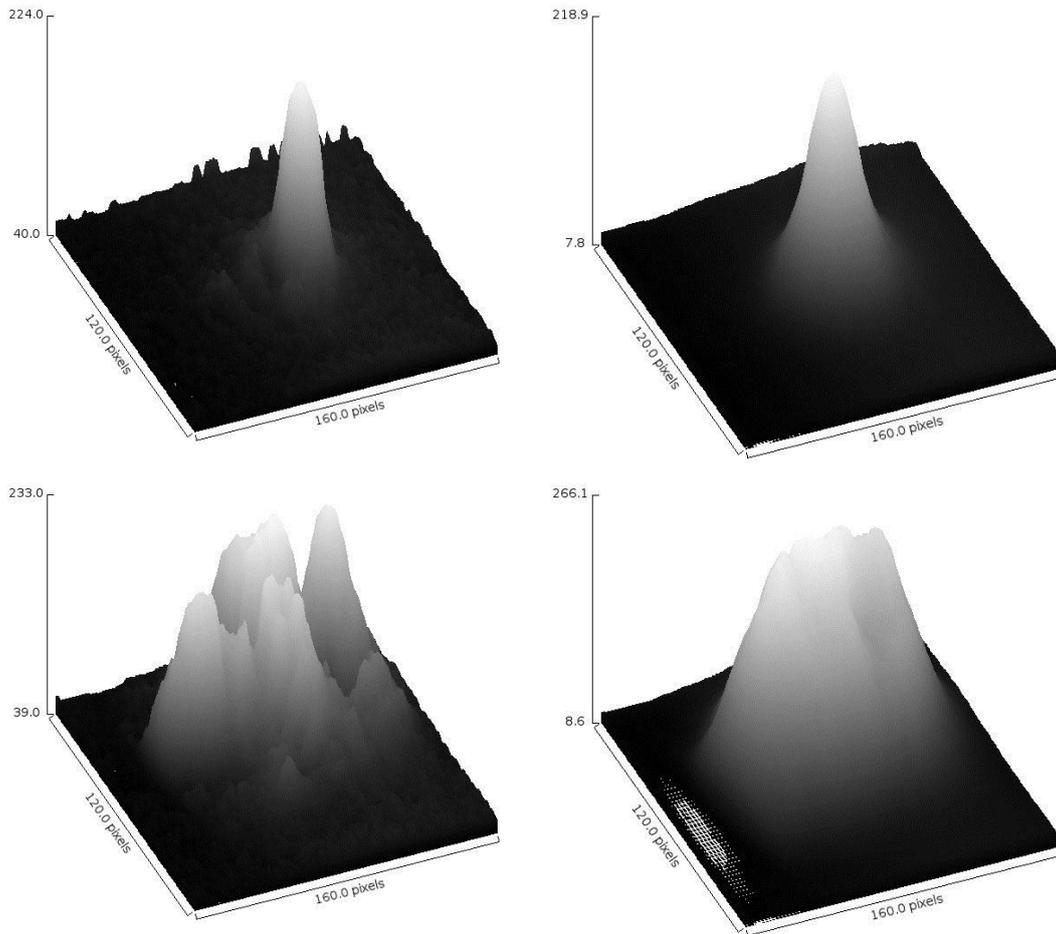


Рис.1. Мгновенные значения (левый столбец) и усредненные по ансамблю реализации (правый столбец) распределения интенсивности в плоскости регистрации пучка на реальной трассе. Верхняя строка 1,5см, нижняя строка =5,0см.

Верхняя группа рисунков отображает типичный мгновенный профиль в результате усреднения по 1000 отсчетам для пучка с исходным радиусом 1,75см, нижняя группа - для пучка исходного радиуса 5 см, длина трассы в одном направлении составляла 300м, длина волны излучения – 0,6328 мкм.

Регистрируемые на выходе реальной трассы профили усредненной интенсивности при более детальном анализе отличаются от исходных гауссовских распределений, прежде всего, в области высоких значений интенсивности. Практически во всех рассмотренных случаях вершина распределения заострена (сколота), имеет разрывную производную. Еще сильнее выражены аномалии распределений в профиле локальных индексов мерцания – рис. 2. Для пучков всех исследованных радиусов пространственное распределение индекса мерцаний имеет резкую и сильно выраженную периферийную область значений не сглаживаемые флуктуации меньшего уровня в парааксиальных областях. Подобное поведение второго момента интенсивности типично для фрактальных структур, развивающихся в областях ильных турбулентных возмущений пучка. Индекс мерцаний при обработке экспериментальных серий, определялся следующим образом, анализировались продольные и поперечные компоненты:

$$\sigma_I^2(\vec{r}, L) = \frac{\langle I^2(\vec{r}, L) \rangle}{\langle I(\vec{r}, L) \rangle^2} - 1; \quad \sigma_i^2(\vec{r}, L) = \sigma_{I,r}^2(\vec{r}, L) + \sigma_{I,L}^2(\vec{0}, L) \quad (4)$$

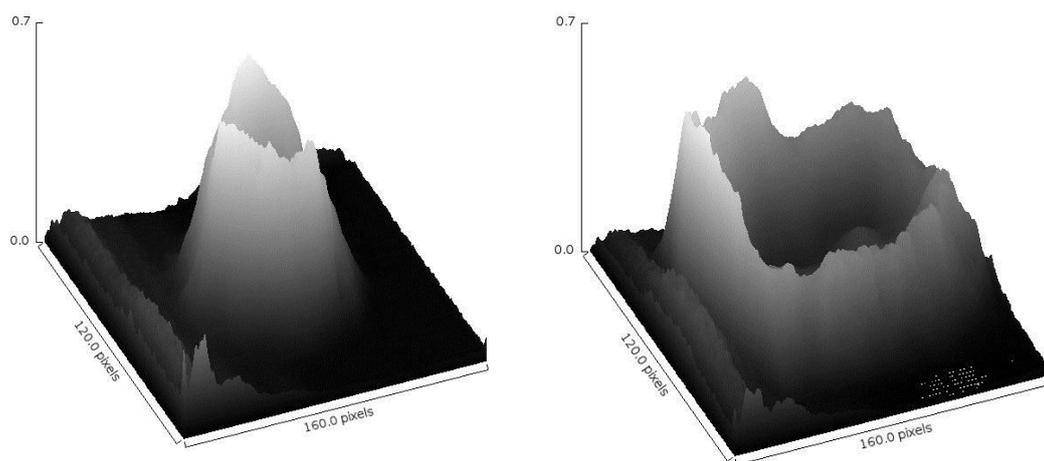


Рис.2. Профили локальных индексов мерцаний для уединенных гауссовских пучков а) =1,75см, б) =5с.

Для всех принимаемых моделей турбулентной атмосферы (Колмогорова, Кармана или расширенной модели Эндрюса) в режимах как слабой, так и сильной турбулентности, предсказанные зависимости поперечной и продольной составляющих индекса мерцаний уединенного гауссовского пучка не согласуются с наблюдаемыми на реальной. Сводная таблица зависимости индекса мерцаний от параметров среды и структуры трассы приведена в [4].

Серия экспериментов с контролируемыми значениями метеопараметров выполнена на модельной горизонтальной трассе, оснащенной снизу нагревательным элементом. Длина трассы определяется углами наклона «гоняющих» плоских зеркал и составляет 7 метров. Создаваемые на модельной трассе условия обеспечивают режим сильных флуктуаций. Источником излучения служит твердотельный лазер, работающий на второй гармонике и создающий гауссовский пучок на длине волны 0,48мкм с радиусом 0,5см. Длительность отдельной выборки составляла не менее 29с, шаг дискретизации

2,5мкс, рабочий размер кадра 320x240 пиксел при 8-битной оцифровке локальной интенсивности, что соответствует 8000 кадров для одной выборки.

Последовательность кадров распределения интенсивности рассматривалась как статистический ансамбль, для каждого из пикселей которого вычислялись первый и второй моменты функции распределения интенсивности. Фактически такие значения соответствуют переходу к предельно малым значениям апертур. На рис. 3 представлены профили интенсивности и индекса мерцаний для градиента температур 1500 град/м. Следует отметить высокую степень пространственной неоднородности первого и второго моментов, что делает их практически непригодными для оценки качества открытого оптического канала передачи данных в условиях сильной турбулентности. Особенность представленных профилей индекса мерцаний – хорошо выраженная «корона» высокого уровня флуктуаций. Формирование короны для гауссовского профиля пучка может быть связано с расходимостью соответствующих корреляционных интегралов, типичной при формировании каустик [5], или для модуляции фазы фрактального типа.

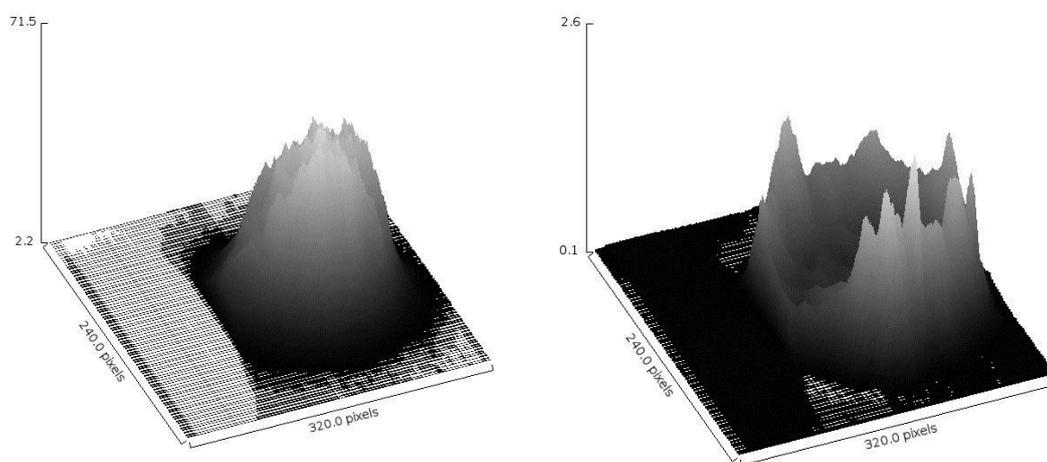


Рис.3. Профили распределения усредненной интенсивности и индекса мерцаний для градиента температуры 1500 град/м.

Представленные на рис.4. сечения центральных областей профилей интенсивности и индекса мерцаний (без захвата области короны) подтверждают высказанную ранее гипотезу о малой информативности и регистрируемых в экспериментах значений индекса мерцаний, поскольку результирующая величина сильно зависит от апертуры регистратора и его положения относительно центра формируемого пятна. Наглядные фрактальные свойства экспериментально регистрируемых профилей интенсивности и ее второго момента исключают применение прямых корреляционных методов для исследования подобных распределений. Единственным корректным шагом в сложившейся ситуации может стать анализ статистического ансамбля фрактальных распределений интенсивности методами неравновесной статистики и подбор адекватных физическому процессу макроскопических параметров, однозначно характеризующих состояние ансамбля.

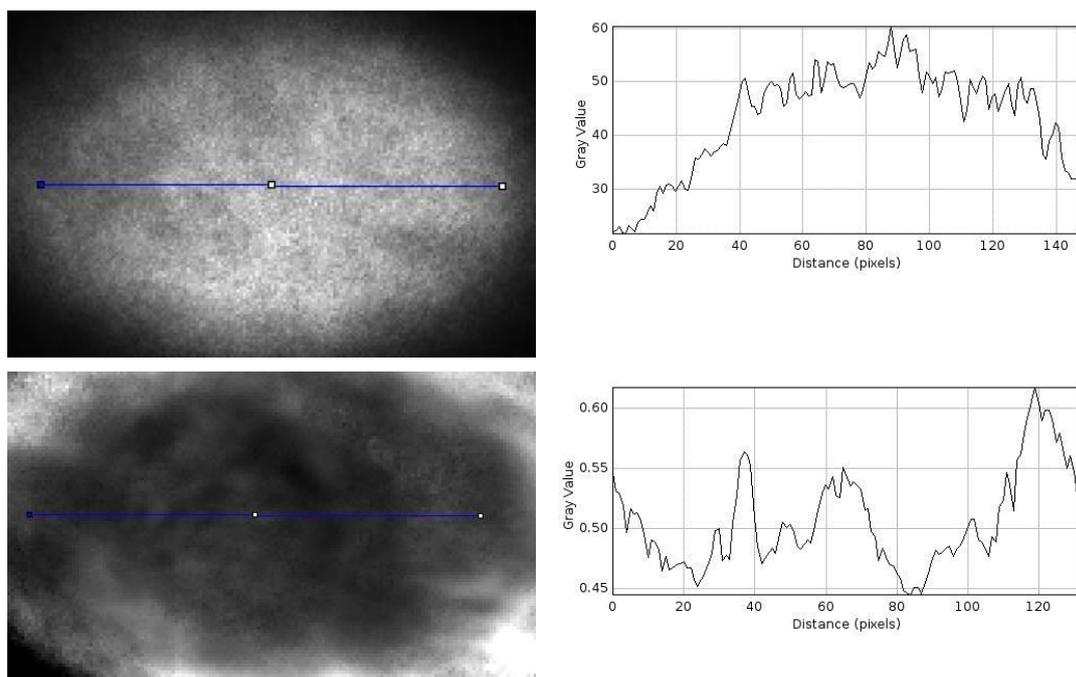


Рис.4. Усредненные по ансамблю распределения интенсивности (верхний ряд) и индекса мерцаний (нижний ряд) и соответствующие им центральные горизонтальные сечения.

Независимо от группы факторов, определяющих результирующие свойства волнового фронта, методика анализа пространственной и временной статистики распределения интенсивности в плоскости регистрации должна быть основана на обработке массива значений с числом элементов, позволяющим получать статистически значимые результаты. Один из вариантов подобных статистических оценок на основе энтропии Реньи и размерности Реньи регистрируемого мгновенного распределения интенсивности в зоне «кратера индекса мерцаний».

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 14-02-00461).

Литература

1. Andrews Larry C., Phillips Ronald L., Hopen Cynthia Y. // Laser Beam Scintillation with Applications. SPIE Press. 2001 375 pp.
2. Xiuxiang Chu, Zejin Liu, and Yi Wu. // JOSA A. 2008 25, Issue 1. P. 74
3. Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И. //Изв. вузов. Сер. Радиофиз. 1967. **10**. №1. С.886.
4. Larry C. Andrews, Ronald L. Phillips // Laser beam propagation through random media. SPIE Press. 2005. 782 pp.
5. Кравцов Ю.А., Орлов Ю.И.//Геометрическая оптика неоднородных сред. – М.: Наука. 1980. 304 С.