

УДК 621.371.621.378

## ИЗМЕРЕНИЕ ДИСПЕРСИИ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ И СРЕДНЕГО УРОВНЯ АМПЛИТУДЫ ЛАЗЕРНОГО СВЕТА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ПО СИЛЬНОНЕОДНОРОДНОЙ ТРАССЕ

*М. И. Мордухович*

Приведены результаты измерения дисперсии флуктуаций логарифма интенсивности  $\sigma_I^2$  и среднего логарифма амплитуды  $\langle \chi \rangle$  лазерного излучения при распространении в сильнонеоднородной турбулентной среде Коллимированный пучок распространялся горизонтально над поверхностью земли на участке до 500 м на высоте 1,5 м при больших значениях структурной постоянной  $C_n^2$  пульсаций коэффициента преломления воздуха, ограждался зеркалом и попадал на приемник (ФЭУ), расположенный на расстоянии 1 км от зеркала на высоте 70 м. Зависимости  $\sigma_I$  от  $\sigma_{0I}$  ( $\sigma_{0I}$  — величина, которая является функцией расстояния, проходимого волной, и  $C_n^2$ ) характеризуется прекращением роста  $\sigma_I$  (насыщение) и последующим уменьшением  $\sigma_I$  с увеличением  $\sigma_{0I}$ . В случае многомодового режима лазера уровень насыщения уменьшается. Получено экспериментальное подтверждение приближенного соотношения теории  $2\langle \chi \rangle = -\sigma_I$  в условиях слабых и в некоторой области сильных флуктуаций

1. Исследования флуктуаций волн, проходящих через турбулентный слой в невозмущенную область, представляют интерес для практических применений. В Институте физики атмосферы АН СССР был проведен ряд экспериментов на таких трассах по измерению флуктуаций интенсивности белого света в области слабых [1] и сильных флуктуаций [2], а также флуктуаций интенсивности ультразвука в обеих областях [3]. Условно, в которых проводились указанные работы, и методика не позволили однозначно определить вид зависимости дисперсии  $\sigma_I^2$  флуктуаций логарифма интенсивности света ( $\sigma_I^2 = \langle (\ln I - \langle \ln I \rangle)^2 \rangle$ ) в области сильных флуктуаций от теоретической величины  $\sigma_{0I}^2$ , полученной методом плавных возмущений [4]\*. Эти эксперименты позволили лишь сделать вывод о том, что на неоднородной трассе так же, как и на однородной [5], происходит насыщение зависимости  $\sigma_I^2 = f(\sigma_{0I}^2)$ , во всяком случае, наблюдается прекращение роста  $\sigma_I^2$  при увеличении  $\sigma_{0I}^2$ , начиная с некоторого значения  $\sigma_{0I}^2$ .

2. С целью исследования зависимости  $\sigma_I^2 = f(\sigma_{0I}^2)$  в области сильных флуктуаций при распространении волн по существенно неоднородной трассе и приближения условий эксперимента к требованиям теории, развиваемой для области сильных флуктуаций [4, 8] (монохроматическая неограниченная плоская волна), в ИФА в 1968 г. были проведены измерения флуктуаций интенсивности света по схеме, изображенной на рис. 1.

\* В [4] показано, что величина  $\sigma_I^2$  является функцией величины  $\sigma_{0I}$  как в области слабых ( $\sigma_{0I} < 1$ ), так и сильных  $\sigma_{0I}$  флуктуаций.

Свет газового лазера (длина волны  $\lambda = 0,63$  мкм), пропущенный через телескопическую систему (выходная апертура 11 см), распространялся на пути  $l_1$  (100 или 500 м) на высоте  $z_0$  1—1,5 м в условиях больших значений структурной постоянной флуктуаций показателя пре-

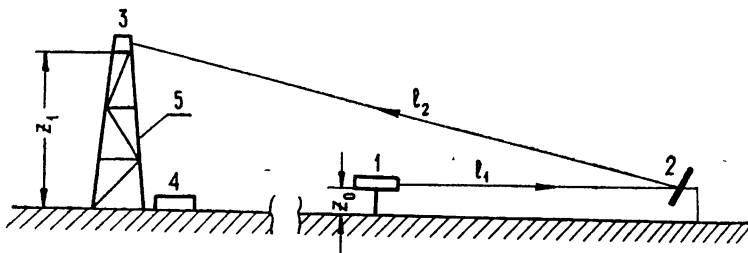


Рис. 1. Схема измерений: 1—лазер и оптическая система, 2—зеркало, 3—приемник света, логарифмический усилитель с дистанционным управлением, 4—регистрирующая аппаратура и управление, 5—вышка  $z_1 = 70$  м,  $z_0 = 1-1,5$  м,  $l_1 = 100$  и 500 м,  $l_2 = 900$  м.

ломления воздуха  $C_n^2 \leq 2,5 \cdot 10^{-14}$  см<sup>-2/3</sup>, отражался плоским астрономическим зеркалом диаметром 22 см и, проходя путь  $l_2 = 900$  м при малых значениях величины  $C_n^2(z) = C_{n0}^2(z/z_0)^{-4/3}$  (условия свободной конвекции), принимался на высоте 70 м. Приемником света служил фотоумножитель типа ФЭУ-64 и интерференционный светофильтр с входной диафрагмой много меньше зоны Френеля\*  $\sqrt{\lambda L}$ . Сигнал с ФЭУ поступал на логарифмический усилитель. Напряжение с логарифмического усилителя подавалось на квадратор с временем усреднения 100 сек, показания которого пропорциональны дисперсии логарифма флуктуаций интенсивности, т. е. величине  $\sigma_I^2$  (см. [6]).

Измерения проводились двумя лазерами  $L_1$  и  $L_2$ . Лазер  $L_1$  использовался как с селекцией осевых колебаний, так и в многомодовом режиме. Лазер  $L_2$  применялся только в режиме осевых колебаний.

3. В основу определения величины  $\sigma_{0I}^2$  была положена формула для среднего квадрата флуктуаций логарифма интенсивности плоских монохроматических волн [4]:

$$\sigma_I^2 \equiv \langle (\ln I - \langle \ln I \rangle)^2 \rangle \approx \sigma_{0I}^2 = 2,24 k^{7/6} \int_0^L C_n^2(x) (L-x)^{5/6} dx, \quad (1)$$

$k$  — волновое число,  $L$  — путь, проходимый волной,  $x$  — координата, отсчитываемая в направлении от источника к приемнику. Формула (1) справедлива, т. е. равенство  $\sigma_I^2 \approx \sigma_{0I}^2$  в области слабых флуктуаций ( $\sigma_{0I} < 1$ ), а в области сильных флуктуаций ( $\sigma_{0I} > 1$ )  $\sigma_I^2$  — более сложная функция  $\sigma_{0I}^2$ .

Для трассы рис. 1  $\sigma_{0I}^2$  можно представить в виде двух интегралов — одного вдоль  $l_1$ , при постоянном значении  $C_n^2 = C_{n0}^2$  на высоте луча  $z_0$ , и второго по пути  $l_2$  при  $C_n^2 = C_{n0}^2(z/z_0)^{-4/3}$ . В результате получается формула

$$\sigma_{0I}^2 = 1,2 C_{n0}^2 k^{7/6} L^{11/6} \left[ 1 - \left( 1 - \frac{l_1}{L} \right)^{11/6} \right] + 2,24 k^{7/6} x_0^{4/3} L^{1/2} C_{n0}^2 \int_{l_2/L}^1 \frac{(1-\xi)^{5/6}}{\xi^{4/3}} d\xi, \quad (2)$$

\* Радиус корреляции флуктуаций логарифма интенсивности имеет порядок величины зоны Френеля [4].

где  $\xi = x/L$ ,  $x_0 = z_0/\sin \theta$ ,  $\theta$  — угол между лучом и поверхностью земли. Интеграл во втором слагаемом вычислялся численным интегрированием. При  $l/L = 0,1 - 0,3$  второе слагаемое не превышает 10% от первого.

Измерения дисперсии флуктуаций логарифма интенсивности света при распространении по неоднородной трассе (рис. 1) проводились в июле — августе 1968 г. в дневные и вечерние часы при двух расстояниях лазеров от зеркала 500 и 100 м. В первом случае для определения  $C_n^2$  по метеорологическим измерениям средняя высота луча принималась равной 1 м, во втором — 1,5 м над землей. Методика определения величины  $C_n^2$  описана в [4].

На рис. 2 приведена зависимость стандартного отклонения  $\sigma_l$  флуктуаций логарифма интенсивности света лазеров  $L_1$  и  $L_2$  от величины  $\sigma_{0l}$ , вычисленной по формуле (2) для расстояний  $l_1$  100 и 500 м.

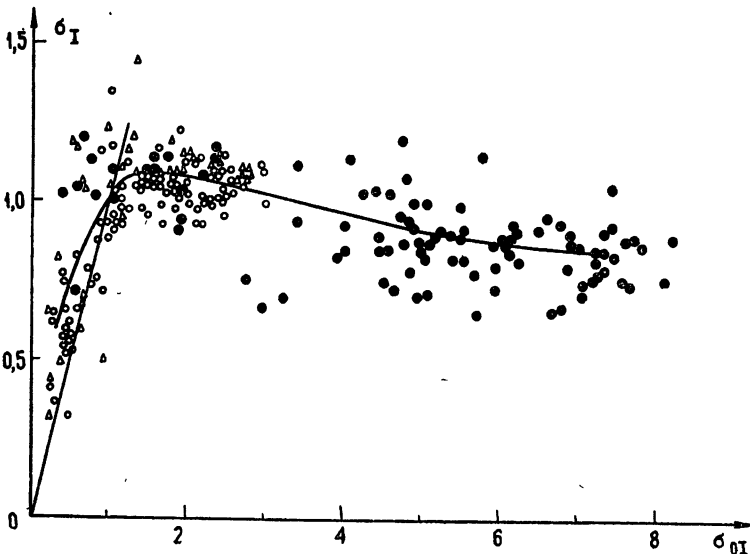


Рис. 2. Зависимость  $\sigma_l = f(\sigma_{0l})$  для двух лазеров:  $L_1$  на расстоянии  $l_1 = 100$  м ( $\Delta$ ),  $L_2$  —  $l_1 = 500$  м ( $\bullet$ ).

Оба лазера работали в режиме осевых мод. Пучок лазера  $L_1$  был коллимированным таким образом, что диаметр пучка в месте приема превышал выходной диаметр пучка  $D$  на величину дифракционного расхождения  $DL/\lambda$ . Пучок от лазера  $L_2$  после прохождения через оптическую систему был расходящимся с углом расхождения  $15''$ .

Точки на рис. 2 соответствуют усредненным за 5 мин значениям  $\sigma_l$  и значениям  $\sigma_{0l}$ , усредненным за 30 мин. Прямая соответствует равенству  $\sigma_l = \sigma_{0l}$ , которое справедливо при условии  $\sigma_{0l} < 1$  (слабые флуктуации). Кривая получена усреднением значений  $\sigma_l^2$  и  $\sigma_{0l}^2$  на 5 интервалах. Из рис. 2 следует, что уровень насыщения среднеквадратичного отклонения  $\sigma_l$  флуктуаций логарифма интенсивности слабо-расходящегося и коллимированного пучков лазеров приблизительно равен 1,1. Медленный спад величины  $\sigma_l$ , наблюдаемый на неоднородной трассе, с ростом  $\sigma_{0l}$  примерно соответствует спаду, полученному при измерениях  $\sigma_l$  на однородной трассе по аналогичной методике [6]. Но этот спад не является столь значительным, как наблюдалось в измерениях  $\sigma_l$  с белым светом и ультразвуком [2, 3].

На рис. 3 приведена зависимость  $\sigma_I = f(\sigma_{0I})$ , полученная при измерениях с лазером  $L_1$  при работе в многомодовом режиме с коллимированным пучком. Уровень насыщения  $\sigma_I = f(\sigma_{0I})$  оказывается значительно меньше, чем в случае работы в режиме осевых колебаний. Уровень насыщения флуктуаций зависит от числа внеосевых мод лазера.

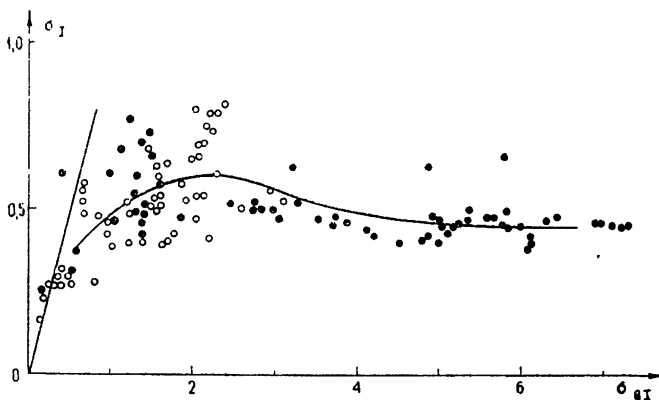


Рис. 3 Зависимость  $\sigma_I = f(\sigma_{0I})$  для лазера  $L_1$  в многомодовом режиме на расстояниях  $l_1=100$  м (○) и 500 м (●).

При уменьшении числа внеосевых мод лазера наблюдалось, что уровень насыщения  $\sigma_I$  возрастает. Результаты на рис. 4 относятся к случаю наибольшего числа мод (более 20), возбуждаемых лазером, использованным в данной работе.

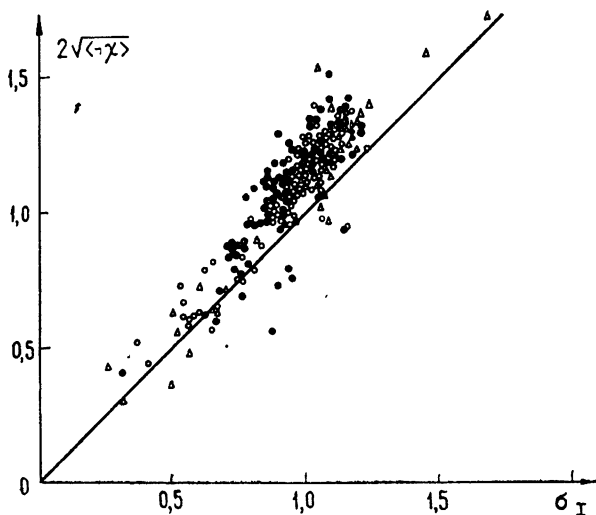


Рис. 4. Зависимость  $2\sqrt{-\langle\chi\rangle} = f(\sigma_I)$  для двух лазеров в режиме осевых колебаний:  $L_1$  на расстоянии  $l_1=100$  м (△) и  $L_2-l_1=100$  м (○),  $l_1=500$  м (●).

При оценке полученных результатов, особенно в области слабых флуктуаций, следует иметь в виду, что фактически имевшие место значения  $\sigma_{0I}$  могли отличаться от рассчитанных, так как высота трассы

на горизонтальном участке не была постоянной из-за рельефа местности; кроме того, измерения проводились не только в режиме свободной конвекции, поэтому закон изменения величины  $C_n^2$  с высотой мог существенно отличаться от принятого для расчетов в формуле (1) (см., например, [7]).

4. Одновременно с измерениями дисперсии флуктуаций логарифма интенсивности света лазера  $\sigma_I^2$  проводились измерения среднего значения логарифма амплитуды волны  $\langle \chi \rangle = \langle \ln A/A_0 \rangle$ , распространяющейся по той же неоднородной трассе ( $A_0$  — амплитуда падающей волны).

Формула для расчета величины  $\langle \chi \rangle$  получена в [4] применением второго приближения метода плавных возмущений и имеет вид

$$\langle \chi \rangle = - \langle (\chi - \langle \chi \rangle)^2 \rangle \equiv - \sigma_\chi^2 = - \frac{\sigma_I^2}{4}, \quad (3)$$

где  $\sigma_\chi^2$  — дисперсия флуктуаций уровня амплитуды. Согласно [8], соотношение (3) должно быть справедливо при слабых и сильных амплитудных флуктуациях плоской световой волны, распространяющейся в турбулентной среде.

Впервые данные об измерениях величины  $\langle \chi \rangle$  на однородной трассе приведены в [9]. В основе методики определения  $\langle \chi \rangle$  лежит измерение интегрирующим вольтметром напряжения на выходе логарифмирующего усилителя, подключенного к приемнику света (ФЭУ), и среднего тока ФЭУ. Вычисление величины  $\langle \chi \rangle$  производится по формуле  $\langle \chi \rangle = 1/2b (\langle \ln J/J_0 \rangle - \ln \langle J \rangle/J_0)$ , где  $b$  и  $J_0$  — константы прибора. При измерении  $\langle \chi \rangle$  на неоднородной трассе была применена та же методика, что и в [9].

На рис. 4 и 5 приведены результаты измерения среднего уровня амплитуды  $\langle \chi \rangle$  в виде зависимости  $2\sqrt{-\langle \chi \rangle} = f(\sigma_I)$  при  $l_1$ , равном 100 и 500 м с двумя лазерами:  $L_1$  — в режиме осевых колебаний и многомодовом режиме и  $L_2$  — в режиме осевых мод. Прямые на рис. 4 и 5 соответствуют равенству  $2\sqrt{-\langle \chi \rangle} = \sigma_I$ . Из рис. 4 и 5, а также рис. 2 и 3 следует, что формула (3) приближенно справедлива в области сла-

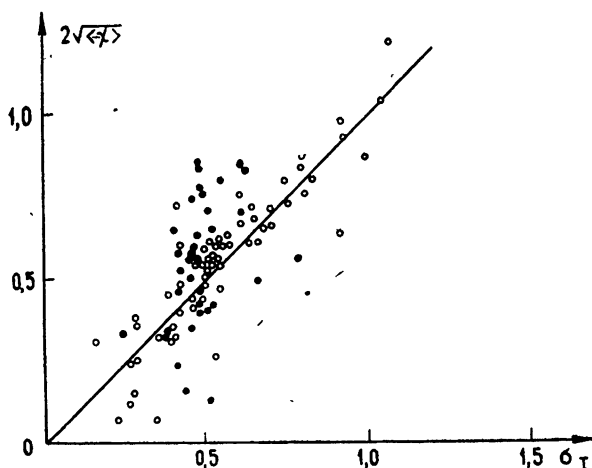


Рис. 5. Зависимость  $2\sqrt{-\langle \chi \rangle} = f(\sigma_I)$  для лазера  $L_1$  в многомодовом режиме на расстояниях  $l_1 = 100$  м (○) и  $500$  м (●).

бых и сильных флуктуаций при работе лазеров как в режиме осевых колебаний, так и в многомодовом режиме.

В заключение выражаю благодарность М. А. Каллистратовой за полезные обсуждения, а также А. Г. Платову и Н. Н. Молодцову за подготовку аппаратуры и участие в измерениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Е. Грачева, А. С. Лежен, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 9, № 1, 57 (1966).
2. М. И. Мордухович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 6, 882 (1969).
3. М. И. Мордухович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 12, № 4, 562 (1969).
4. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967.
5. М. Е. Грачева, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 10, № 6, 775 (1967).
6. М. Е. Грачева, А. С. Гурвич, М. А. Каллистратова, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 1, 56 (1970).
7. Б. М. Копров, Л. Р. Цванг, Изв. АН СССР, сер. Физика атм. и океана, 2, № 11, 1142 (1966).
8. В. И. Кляцкин, В. И. Татарский, ЖЭТФ, 55, 662 (1968).
9. М. Е. Грачева, А. С. Гурвич, М. А. Каллистратова, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 13, № 1, 50 (1970).

Институт физики атмосферы  
АН СССР

Поступила в редакцию  
5 мая 1969 г.

#### MEASUREMENT OF DISPERSION OF INTENSITY FLUCTUATIONS AND THE MEAN LEVEL OF THE AMPLITUDE OF LASER LIGHT PROPAGATING ALONG STRONGLY INHOMOGENEOUS TRACE

*M. I. Mordukhovich*

The results of measuring the dispersion of fluctuations of the intensity logarithm  $\sigma_I^2$  and the mean logarithm of the amplitude  $\langle \chi \rangle$  of laser radiation propagating in a strongly inhomogeneous turbulent medium are presented. A collimated beam was travelled horizontally above the earth's surface along the trace up to 500 m and at the height of 1.5 m at large values of the structure constant  $C_n^2$  of the refractive index pulsations in the air, then reflected from the mirror and fallen on a receiver (FEM) situated at 1 km distance from the mirror at the height of 70 m. The dependence  $\sigma_I$  versus  $\sigma_{0I}$  ( $\sigma_{0I}$  is the value which is the function of the distance passed by a wave and of  $C_n$ ) is characterized by stopping the growth of  $\sigma_I$  (saturation) and the following decrease of  $\sigma_I$  with increasing  $\sigma_{0I}$ . In the case of multimode laser regime the saturation level is decreased. Under the conditions of weak and in some region strong fluctuations, the approximated relation of the theory  $2 \langle \chi \rangle = -\sigma_I$  is obtained