

УДК 621.373.826

## ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЁННАЯ СТРУКТУРА ПОЛЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*В. А. Безверхний, М. Е. Грачева, А. С. Гурвич, С. О. Ломадзе,  
Вл. В. Покасов*

Рассчитаны взаимные частотные спектры флуктуаций интенсивности в пространственно разнесенных точках наблюдения. Расчеты основаны на предположении о «локальной замороженности». Приведены результаты измерений взаимных спектров. Отмечается согласие между измеренными и расчетными значениями.

1. Теоретическое исследование флуктуаций интенсивности лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной среде, как правило, направлено на изучение пространственной структуры неоднородностей [1, 2]. Зависимость флуктуаций от времени учитывается, в основном, исходя из гипотезы Тэйлора о «замороженности» турбулентности [3]. Такое положение является, в частности, следствием аналогичной ситуации в теории турбулентности [4]. Однако ряд эффектов, наблюдающихся при экспериментальном исследовании пространственно-временной структуры турбулентности [5, 6], не согласуется с гипотезой Тэйлора. В этом случае, как показано в [7], удобно использование введенного Татарским понятия о «локальной замороженности» [8], являющегося обобщением первоначальной гипотезы Тэйлора.

В настоящей работе приводятся результаты измерений взаимных спектров флуктуаций интенсивности лазерного излучения в двух пространственно-разнесенных точках и сравнение полученных данных с расчетом, основанным на предположении о «локальной замороженности».

Определение взаимного спектра  $W_{12}$  флуктуаций интенсивности  $I_1$ ,  $I_2$  в двух точках  $r_1$  и  $r_2$  удобнее всего ввести через корреляционную функцию

$$B_{12}(\tau) = \langle I_1(t) I_2(t + \tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} W_{12}(\omega) \exp(i\omega\tau) d\omega.$$

Из этого определения следует, что при совпадении точек  $r_1 = r_2$  взаимный спектр переходит в автоспектр. Спектр  $W_{12}(\omega)$  в общем случае является комплексной величиной, и поэтому в ряде случаев более удобно изучать его аргумент или фазовый спектр

$$\varphi(\omega) = \arctg [\text{Im } W_{12}(\omega) / \text{Re } W_{12}(\omega)] \quad (1)$$

и модуль  $|W_{12}(\omega)|$ . В задачах распространения света в турбулентной среде достаточно хорошо исследованы автоспектры [9], поэтому в настоящей работе основное внимание мы уделим спектрам когерентности  $C_{12}(\omega)$ :

$$C_{12}^2(\omega) = |W_{12}(\omega)|^2 [W_{11}(\omega) W_{22}(\omega)]^{-1}. \quad (2)$$

2. В первом приближении метода плавных возмущений (МПВ) [8]

пространственно-временная корреляционная функция флуктуаций уровня  $\chi$  в плоскости  $x = L$

$$B_\chi(L, \rho, \tau) = \langle \chi(L, \rho_0, t) \chi(L, \rho_0 + \rho, t + \tau) \rangle$$

плоской волны, распространяющейся в турбулентной среде в направлении  $Ox$ , равна

$$B_\chi(L, \rho, \tau) = \frac{k^4}{(4\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^3} \int_{\mathbb{R}^3} \frac{dx' dx''}{(L - x')(L - x'')} \times \times \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 \rho' d^2 \rho'' \cos \frac{k(\rho_0 - \rho')^2}{2(L - x')} \cos \frac{k(\rho_0 + \rho - \rho'')^2}{2(L - x'')} B_\varepsilon(\rho'' - \rho', \tau), \quad (3)$$

где  $k$  — волновое число,  $B_\varepsilon(\rho'' - \rho', \tau)$  — пространственно-временная корреляционная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_1$ . Для вычисления  $B_\varepsilon$  воспользуемся предположением о «локальной заморозенности», которому соответствует приближенное равенство

$$\varepsilon_1(\mathbf{r}, t + \tau) = \varepsilon_1(\mathbf{r} - \tau \mathbf{v}(\mathbf{r}, t), t), \quad (4)$$

тем более точное, чем меньше  $\tau$ . В (4) скорость  $\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$  является случайной функцией точки  $\mathbf{r}$  и времени  $t$ . В частном случае, если скорость  $\mathbf{v}$  постоянна, то (4) является выражением первоначальной гипотезы Тэйлора. При естественном предположении, что флуктуации  $\varepsilon_1$  и  $\mathbf{v}$  статистически независимы и скорость  $\mathbf{v}$  имеет нормальный закон распределения [8], для  $B_\varepsilon$  получается простое выражение

$$B_\varepsilon(\mathbf{r}, \tau) = \int d^3 \mathbf{x} \exp(i \mathbf{x} \cdot \mathbf{r}) \Psi(-\mathbf{x}, \tau) \Phi_\varepsilon(\mathbf{x}), \quad (5)$$

где  $\Psi(-\mathbf{x}, \tau)$  — характеристическая функция закона распределения  $\mathbf{v}$ ,  $\Phi_\varepsilon(\mathbf{x})$  — трехмерный пространственный спектр флуктуаций  $\varepsilon_1$ . Для нормального закона

$$\Psi(-\mathbf{x}, \tau) = \exp \left[ -i \mathbf{x} \cdot \mathbf{v}_0 \tau - \frac{1}{2} \langle (\mathbf{x} \cdot (\mathbf{v} - \mathbf{v}_0))^2 \rangle_{\mathbf{v}} \tau^2 \right]. \quad (6)$$

При этом в (6)  $\langle \rangle_{\mathbf{v}}$  означает осреднение по флуктуациям скорости. Для упрощения дальнейших выкладок будем считать, что средняя скорость  $\mathbf{v}_0$  направлена точно поперек трассы  $\mathbf{v}_0 = \{0, v_0, 0\}$ , и будем учитывать флуктуации компонент скорости только в плоскости  $x = \text{const}$ , считая их некоррелированными между собой и имеющими одинаковую дисперсию  $\sigma^2$ , т. е.  $\langle (\mathbf{x} \cdot (\mathbf{v} - \mathbf{v}_0))^2 \rangle = x_\perp^2 \sigma^2$ , где  $\mathbf{x}_\perp = \{0, x_2, x_3\}$ . Условие малости  $\tau$  в (4) приводит к ограничению  $\sigma \ll v_0$ .

Вычисления корреляционной функции  $B_\chi$  по формуле (3) существенно упрощаются, если с самого начала использовать для флуктуаций  $\varepsilon_1$  допущение о дельта-коррелированности вдоль направления распространения [10]:

$$B_\varepsilon(\mathbf{r}, \tau) = \delta(x) A(\rho, \tau), \quad (7)$$

где  $A(\rho, \tau)$  определяется из условия

$$A(\rho, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} B_\varepsilon(\mathbf{r}, \tau) dx. \quad (8)$$

Подставляя в (8) выражение  $B_\varepsilon$  из (5) и учитывая (6), получим

$$A(\rho, \tau) = 2\pi \int d^2 \mathbf{x}_\perp \Phi_\varepsilon(0, \mathbf{x}_\perp) \exp \left( -i \mathbf{x}_\perp \cdot \mathbf{v}_0 \tau - \frac{x_\perp^2 \sigma^2 \tau^2}{2} + i \mathbf{x}_\perp \cdot \rho \right). \quad (9)$$

Подставляя (7) и (9) в (3), получаем для  $\rho = \{0, \rho, 0\}$

$$B_{\chi}(L, \rho, \tau) = 2\pi^3 k^2 L \int_0^{\infty} \chi dx \Phi_{\varepsilon}(\chi) \times \\ \times \exp\left(-\frac{\chi^2 \sigma^2 \tau^2}{2}\right) J_0(\chi(\rho - v_0 \tau)) \left(1 - \operatorname{sinc} \frac{\chi^2 L}{k}\right), \quad (10)$$

где  $\operatorname{sinc} x = x^{-1} \sin x$ ,  $J_0(z)$  — функция Бесселя. Взаимный спектр  $W_{12}(\rho, \omega)$  получается из (10) фурье-преобразованием по  $\tau$ :

$$W_{12}(\rho, \omega) = \pi^2 k^2 L \int_0^{\infty} \chi dx \Phi_{\varepsilon}(\chi) \left(1 - \operatorname{sinc} \frac{\chi^2 L}{k}\right) \times \\ \times \int_{-\infty}^{\infty} J_0(\chi(\rho - v_0 \tau)) \exp\left(-\frac{\chi^2 \sigma^2 \tau^2}{2} - i\omega\tau\right) d\tau. \quad (11)$$

Если в (11) положить  $\sigma = 0$ , что соответствует переходу от «локальной замороженности» к гипотезе Тэйлора в ее первоначальной форме, то мы получим

$$W_{12}(\rho, \omega) = W(\omega) \exp(-i\omega\rho), \quad (12)$$

где  $W(\omega)$  — автоспектр флуктуаций уровня:

$$W(\omega) = \frac{2\pi^2 k^2 L}{v} \int_{\omega/v}^{\infty} \Phi_{\varepsilon}(\chi) \chi dx \left(\chi^2 - \frac{\omega^2}{v^2}\right)^{-1/2} \left(1 - \operatorname{sinc} \frac{\chi^2 L}{k}\right). \quad (13)$$

Из (12) и (13) сразу следует, что спектр когерентности (2) при  $\sigma = 0$  тождественно равен 1, что, разумеется, лишено физического смысла и свидетельствует о необходимости учитывать флуктуации скорости.

Для того, чтобы проанализировать поведение взаимного спектра (12) при конечном  $\sigma$ , удобно воспользоваться интегральным представлением функции Бесселя

$$J_0(a) = \frac{1}{\pi} \int_{-1}^1 \frac{\exp(iza)}{\sqrt{1-z^2}} dz.$$

Подставляя его в (11) и меняя порядок интегрирования во внутреннем интеграле, после простых преобразований получаем

$$W_{12}(\rho, \omega) = \frac{4\sqrt{2\pi} \exp(-i\omega\rho/v_0)}{v_0^2} \int_0^{\infty} dp F_{\chi}\left(\frac{\omega}{v_0} p\right) \times \\ \times \exp\left(-p^2 \frac{\sigma^2 \omega^2 p^2}{2v_0^4}\right) \int_{-1}^1 \frac{v_0 dz}{\sigma \sqrt{1-z^2}} \times \\ \times \exp\left[-\frac{v_0^2}{2\sigma^2} \left(z - \frac{1}{p} + \frac{i\omega\rho \sigma^2}{v_0 v_0^2} p\right)^2\right],$$

где  $F_{\chi}\left(\frac{\omega}{v_0} p\right) = \frac{\pi k^2 L}{4} \Phi_{\varepsilon}\left(\frac{\omega}{v_0} p\right) \left(1 - \operatorname{sinc} \frac{\omega^2 L p^2}{v_0^2 k}\right)$  — двумерный прост-

ранственный спектр флуктуаций уровня  $\chi$ . Далее индексы 12, 11, 22 опускаем. Для приближенного вычисления  $W(\rho, \omega)$  на частотах  $\omega \ll v_0^3 \rho^{-1} \sigma^{-2}$  воспользуемся тем, что при малых  $\sigma^2 v_0^{-2} \ll 1$  экспонента во внутреннем интеграле является «острой» функцией в окрестности точки  $z = p^{-1} - \omega\rho\sigma^2 p v_0^{-3}$ , и тогда получим следующее выражение:

$$W(\rho, \omega) = \frac{4\sqrt{2\pi} \exp\left(-\frac{i\omega\rho}{v_0}\right) \omega}{v_0^2} \times \int_1^\infty \frac{p dp F_\chi\left(\frac{\omega}{v_0} p\right) \exp\left(-p^2 \frac{\omega^2 \rho^2 \sigma^2}{2v_0^4}\right)}{\left[p^2 - \left(1 - \frac{i\omega\rho}{v_0} \frac{\sigma^2}{v_0^2} p\right)^2\right]^{1/2}}. \quad (14)$$

Из (14) следует, что в указанном интервале частот взаимный спектр с малой погрешностью порядка  $\left(\frac{\omega\rho}{v_0}\right) \left(\frac{\sigma^2}{v_0^2}\right)$  имеет следующий вид:

$$W(\rho, \omega) = \frac{4\sqrt{2\pi} \exp\left(-\frac{i\omega\rho}{v_0}\right) \omega}{v_0^2} \times \int_1^\infty \frac{p dp}{\sqrt{p^2 - 1}} F_\chi\left(\frac{\omega}{v_0} p\right) \exp\left(-\frac{p^2 \omega^2 \rho^2 \sigma^2}{2v_0^4}\right). \quad (15)$$

Из (15) следует, что фазовый спектр  $\varphi(\rho, \omega)$  равен

$$\varphi(\rho, \omega) = -\frac{\omega\rho}{v_0}. \quad (16)$$

Пользуясь (15) и определением спектра когерентности, не представляет большого труда выписать спектр когерентности

$$C_{12}(\rho, \omega) = \frac{\int_1^\infty dp (p^2 - 1)^{-1/2} p F_\chi\left(\frac{\omega}{v_0} p\right) \exp\left(-\frac{p^2 \omega^2 \rho^2 \sigma^2}{2v_0^4}\right)}{\int_1^\infty dp (p^2 - 1)^{-1/2} p F_\chi\left(\frac{\omega}{v_0} p\right)}. \quad (17)$$

Аналогичные вычисления для взаимного спектра сферической волны приводят к фазовому спектру, отличающемуся от (16) множителем 1/2, физический смысл которого вполне очевиден. Выражение для спектра когерентности сферической волны мы здесь не приводим из-за его громоздкости.

Формулы (15)–(17) получены в приближении метода плавных возмущений и справедливы, соответственно, при  $\langle \chi^2 \rangle \ll 1$ . Однако легко показать, что формула (15) совпадает с результатом точного расчета взаимного спектра случайного двумерного поля  $\chi(L, y, z)$ , движущегося со случайной скоростью  $v$  в плоскости наблюдения  $x = L$ . В свою очередь, это дает основание попытаться использовать формулу (15) на случай сильных флуктуаций, подставляя в нее вместо  $F_\chi$  двумерный спектр флуктуаций интенсивности света  $F_I$ .

3. Измерения проводились на двух трассах длиной  $L_1 = 1,75$  км и  $L_2 = 13,5$  км в Цимлянске. Световые пучки на длине волны 0,63 мкм формировались с помощью зеркально-линзового коллиматора диаметром 0,5 м. Интенсивность света, прошедшего турбулентную среду, измерялась синхронно двумя фотоумножителями на длинной трассе и четыремя — на короткой. Приемные апертуры имели диаметр 0,7 мм и были

расположены вдоль горизонтальной линии. Измерения на трассе  $L_1$  проводились для расстояний  $\rho$  между приемными диафрагмами, равных 1, 2, 4 и 7 см; для трассы  $L_2$  это расстояние составляло 3,5 см. Токи фотумножителей записывались на магнитную ленту для последующего анализа на ЭВМ.

Для того, чтобы судить об условиях распространения на трассе, одновременно с регистрацией флуктуаций интенсивности измерялось размытие изображения пучка в фокусе телескопа. По этому размытию определялось интегральное по трассе значение  $C_{\epsilon}^2$  [11], и по нему определялся параметр

$$\beta_0^2 = 0,31 C_{\epsilon}^2 k^{7/6} L^{11/6}, \quad (18)$$

характеризующий условия распространения [3]. Для обработки выбирались измерения с устойчивым ветром, когда его направление было близко к перпендикулярно к световому пучку.

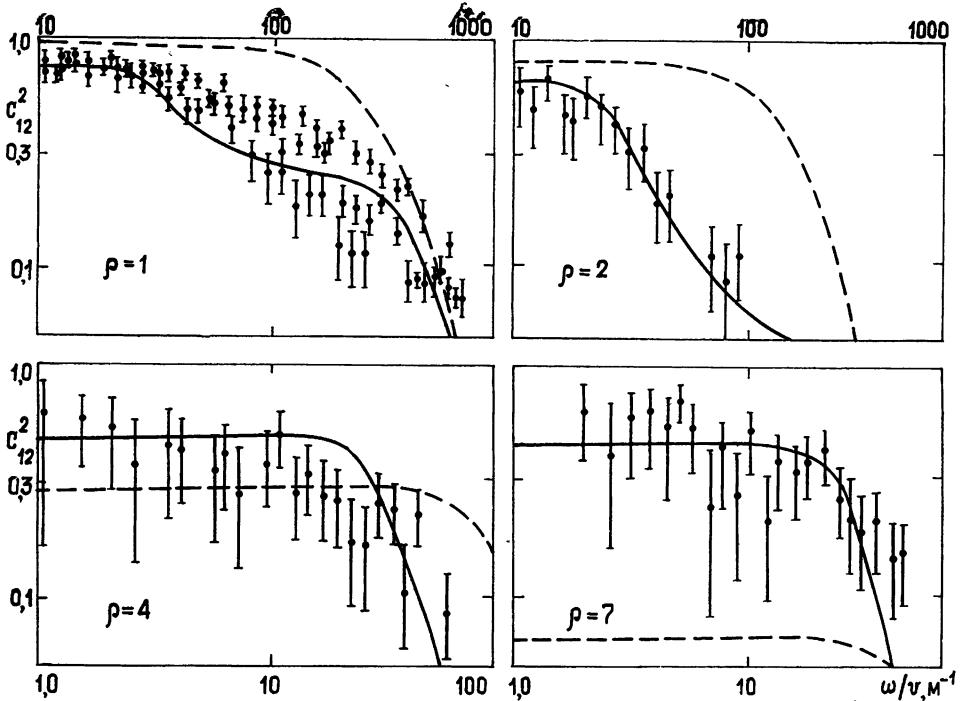


Рис. 1. Спектры когерентности флуктуаций интенсивности коллимированного пучка на трассе  $L_1 = 1,75$  км:

цифры указывают расстояние  $\rho$  в сантиметрах между приемниками; точки — эксперимент; сплошные кривые — расчет по формуле (17) с использованием (19) для  $\sigma^2/v_0^2 = 0,03$ ; пунктир — расчет в приближении МПВ; вертикальные линии — 95-процентный доверительный интервал.

На рис. 1 представлены спектры когерентности как функции пространственной частоты  $\omega/v_0$ , полученные в результате измерений в коллимированном пучке на трассе 1,75 км. Переход к пространственным частотам  $\omega/v_0$  позволил объединить на одном графике данные измерений при различных скоростях ветра, но сравнительно близких значениях  $\beta_0^2$ . Девяностопятипроцентный доверительный интервал значений спектров когерентности оценивался на основе формул, приведенных в [12] для длины выборки  $2^{13}$  отсчетов и спектрального окна шириной  $0,2f_0$ , где  $f_0$  — центральная частота.

Для значений  $7 \leq \beta_0^2 \leq 11$ , которые имели место в наших измерениях, спектры флуктуаций интенсивности заметно отличаются от результатов, полученных в МПВ. По этой причине для теоретического расчета спектров когерентности нами использовалась формула (17), в которую подставлялся спектр флуктуаций интенсивности в следующем виде:

$$F_\chi(x) = A(\alpha) F_0(x/\alpha) + B(\alpha) F_0(x\alpha),$$

где

$$\begin{aligned} A(\alpha) &= 2 [2^{10/11} + (\alpha - 1)^{5/3}]^{-11/5}, \\ B(\alpha) &= [32 + (\alpha - 1)^{5/3}]^{-1/5}, \quad \alpha^2 = 1 + (2\beta_0^2)^{6/5}, \\ F_0(x) &= \frac{AC_\epsilon^2 \pi k^2 L}{4} \left(1 - \operatorname{sinc} \frac{x^2 L}{k}\right) x^{-11/3}, \quad A = 0,033. \end{aligned} \quad (19)$$

Легко видеть, что  $F_0(x)$  совпадает с выражением, которое дает первое приближение МПВ для степенного спектра турбулентности [8]. Аппроксимация (19) согласуется с численным расчетом [9], обеспечивая правильное асимптотическое описание спектра как при  $\beta_0^2 \ll 1$ , так и при  $\beta_0^2 \gg 1$ . Характерные пространственные масштабы и поведение спектра при высоких частотах совпадает с асимптотической теорией [2], а корреляционная функция, соответствующая (19), не противоречит закону сохранения энергии  $\int_0^\infty B_I(\rho) \rho d\rho = 0$ .

Расчет спектров когерентности для всех  $\rho$  по формулам (17), (19) был проведен для  $\sigma^2/v_0^2 = 0,03$  — такое значение параметра  $\sigma^2/v_0^2$  близко к значениям, наблюдающимся в атмосфере в летний день в степи [13].

Представленные на рис. 1 данные свидетельствуют прежде всего о том, что переход к «локальной замороженности» приводит к физически разумному поведению спектра когерентности как функции частоты — с ростом частоты когерентность уменьшается.

С учетом статистического разброса можно отметить согласие между теоретическим расчетом и экспериментальными данными, особенно для  $\rho = 1$  и 2 см. Для довольно грубой расчетной схемы (17) и (19) трудно рассчитывать на лучшее согласие.

Из простых физических соображений следует, что спектр когерентности в сфокусированном пучке близок к нулю для частот  $\omega > v_0/d$ , где  $d$  — диаметр фокусирующей апертуры. Измерения в сфокусированном на трассе 1,75 км пучке показали, что действительно когерентность на частотах, удовлетворяющих этому условию, практически не отличима от нуля.

На рис. 2 представлены данные измерений с коллимированным пучком на трассе  $L_2 = 13,5$  км для существенно больших значений параметра  $\beta_0^2$ . Как видно из представленных на этом рисунке данных, переход от частот  $\omega$  (рис. 2а) к пространственным частотам  $\omega/v_0$  (рис. 2б) приводит к стягиванию всех кривых в узкий шнур. Однако полученные экспериментальные данные не удается согласовать с расчетом по формуле (17) с использованием (19) — экспериментально измеренный спектр когерентности лежит существенно выше, чем расчетная кривая. В чем причина этого расхождения — в недостаточной обоснованности формулы (17) для условий, в которых проводились измерения, или в недостатках аппроксимационной формулы (19) — определенно утверждать трудно.

Для того, чтобы ответить на этот вопрос, по-видимому, потребуются дополнительные эксперименты и теоретические расчеты. На рис. 3 при-

ведены спектры когерентности, полученные с расходящимся пучком на трассе  $L_1 = 1,75$  км. Для расходящегося пучка эквивалентный параметр  $0,375 \beta_0^2$  в нашем эксперименте был не очень велик — его значение

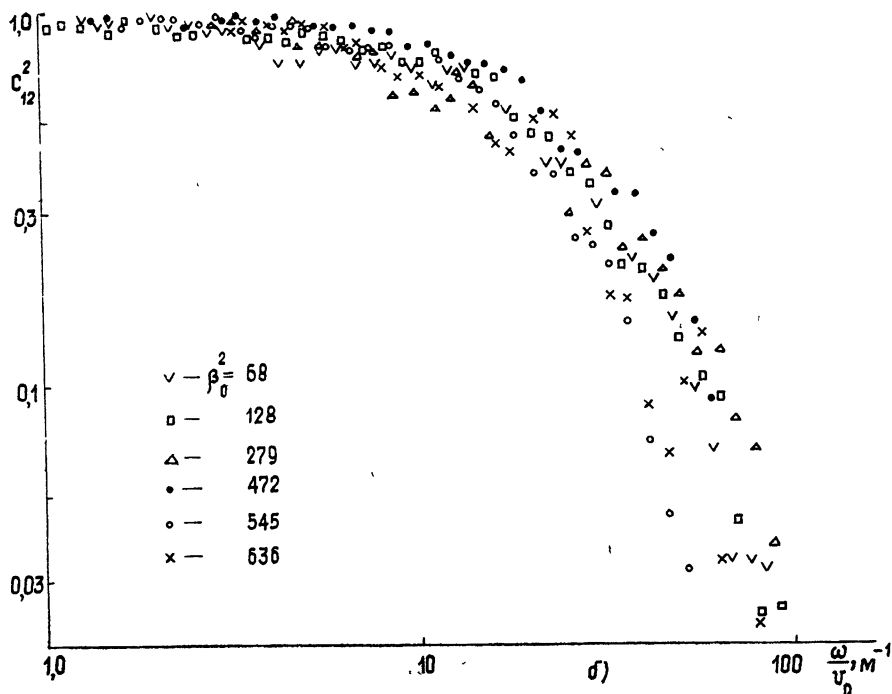
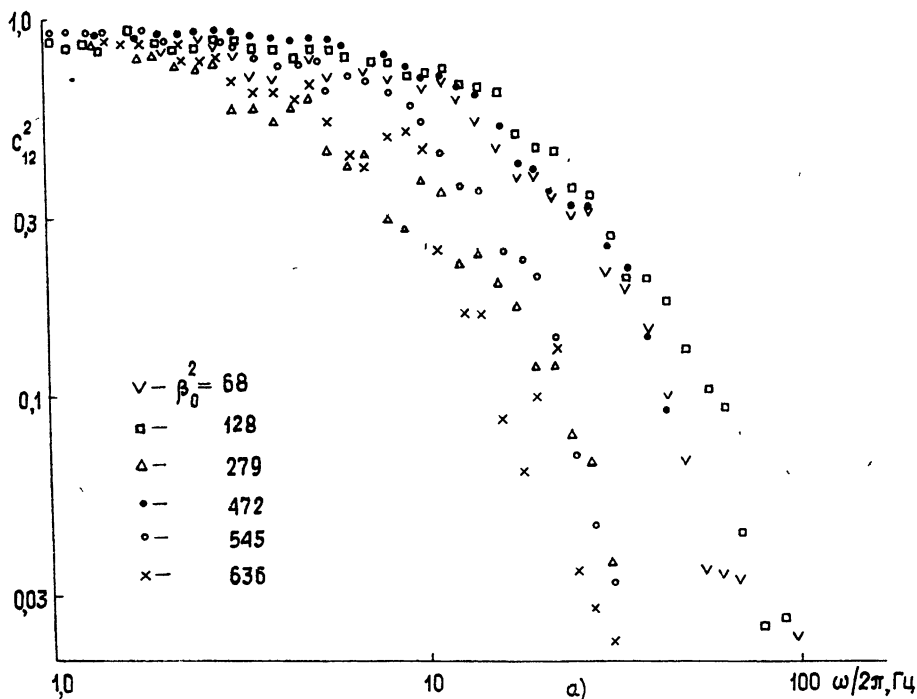


Рис. 2. Экспериментально полученные спектры когерентности флуктуаций интенсивности для коллимированного пучка на трассе  $L_2 = 13,5$  км и  $\rho = 3,5$  см.

$0,375 \beta_0^2 \leq 4$ , и их имеет смысл сравнивать с расчётом в приближении МПВ. Здесь можно отметить качественное согласие расчета и эксперимента в части значений характерных частот спада когерентности с увеличением  $\rho$  или пространственной частоты. Некоторое снижение когерентности при низких частотах при малых значениях  $\rho$  может быть связано с влиянием шумов, более сильным, чем в коллимированном пучке из-за расходимости, приводящей к ослаблению пучка.

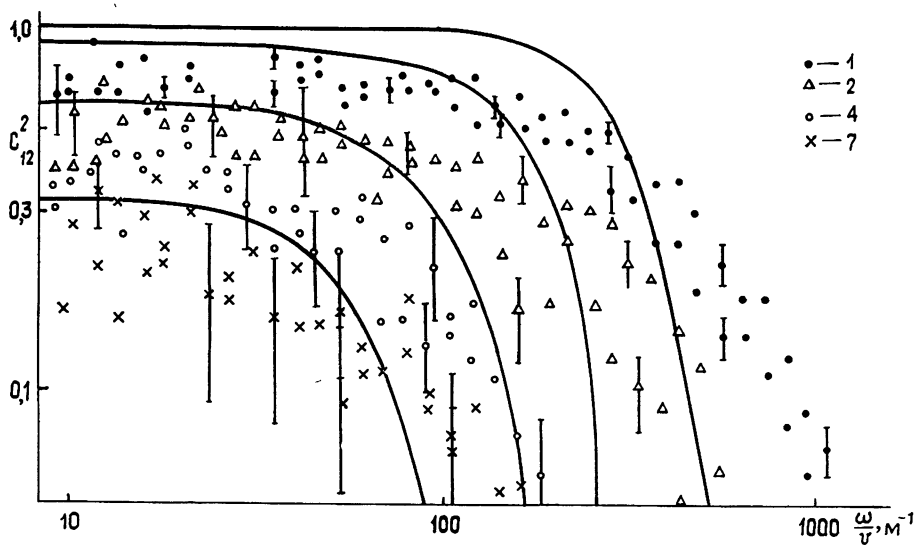


Рис. 3. Спектры когерентности для расходящегося пучка на трассе  $L_1 = 1,75$  км: цифры указывают  $\rho$  в сантиметрах; точки — эксперимент; сплошные кривые — расчет в приближении МПВ; вертикальные линии — 95-процентный доверительный интервал.

В этой работе мы не останавливаемся подробно на результатах измерений фазовых спектров. Данные, полученные на длинной трассе, частично опубликованы в [14], где показано хорошее согласие эксперимента с расчетом по формуле (16). Измерения  $\varphi(\rho, \omega)$  для коллимированного пучка и для сферической волны на трассе  $L_1 = 1,75$  км также хорошо согласуются с соответствующим расчетом.

Проведенные эксперименты показывают, что использование гипотезы о «локальной заморозенности» турбулентности позволяет описать пространственно-временную структуру поля флуктуаций интенсивности. На основе применения этой гипотезы получены формулы для расчета пространственно-временного спектра. Результаты расчета по этим формулам согласуются с экспериментальными данными для широких пучков и не слишком больших  $\beta_0^2 \leq 11$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Барабаненков Ю. Н., Кравцов Ю. А., Рытов С. М., Татарский В. И. — УФН, 1970, 102, вып. 1, с. 3.
2. Прохоров А. М., Бункин Ф. В., Гочелашвили К. С., Шишов В. И. — УФН, 1974, 114, вып. 3, с. 415.
3. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмелевцов С. С. — Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. — М: Наука, 1976
4. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. — М: Наука, 1967.
5. Fisher M. J., Davies P. O. A. L. — J. Fluid Mech., 1964, 18, № 1, p. 97.
6. Comte-Bellot G., Corrsin S. — J. Fluid Mech., 1971, 48, № 2, p. 273.



7. Азизян Г. В., Гурвич А. С., Холмянский М. З.— Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана, 1980, 16, № 3, с. 236
8. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере.— М.: Наука, 1967.
9. Гурвич А. С., Елепов Б. С., Покасов Вл. В., Сабельфельд К. К., Татарский В. И.— Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 2, с. 198
10. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику.— М.: Наука, 1978.
11. Артемьев А. В., Гурвич А. С.— Изв. вузов — Радиофизика, 1971, 14, № 5, с. 734.
12. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов — М.: Мир, 1971.
13. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. 1.— М.: Наука, 1965.
14. Безверхний В. А., Гурвич А. С., Покасов Вл. В.— Изв. АН СССР, Сер. Физика атмосферы и океана, 1978, 14, № 1, с. 102.

Институт физики атмосферы  
АН СССР

Поступила в редакцию  
2 января 1980 г.

### SPACE-TIME STRUCTURE OF A FIELD OF TURBULENT FLUCTUATIONS OF THE LASER RADIATION

*V. A. Bezverkhniy, M. E. Gracheva, A. S. Gurovich, S. O. Lomadze, V. V. Pokasov*

Mutual frequency spectra of the intensity fluctuations have been calculated in spatially diverse observation points. Calculations are based on the assumption on «local freezing». Results of mutual spectra measurements are given. There is an agreement between measured and calculated values.

---

### ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

**Дьелесен Э., Ройер Д.** Упругие волны в твердых телах. Применение к обработке сигналов /Пер. с франц/ Под ред. В. Леманова.— М.: Наука, 1981.— 30 л.— В пер: 4 р. 80 к

Книга известных французских ученых Э Дьелесена и Д. Ройера посвящена рассмотрению принципов и устройств акустической обработки информации. В ней излагаются основные вопросы физической акустики твердого тела и вопросы разнообразных технических применений, основанных на использовании объемных и поверхностных упругих волн в твердых телах.

Книга предназначена для научных работников, инженеров, студентов старших курсов и аспирантов, интересующихся вопросами применения упругих волн в твердых телах для обработки радиосигналов, может быть полезна специалистам, занимающимся фундаментальными исследованиями в области акустики твердого тела

---