

## КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 621.371.255

### ПРОСТРАНСТВЕННАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ СЛУЧАЙНЫХ СМЕЩЕНИЙ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Е. Р. Милютин, Б. Я. Фрезинский, Г. М. Самельсон

Статистические характеристики пространственных флуктуаций центра тяжести светового пучка, распространяющегося в турбулентной атмосфере, рассматривались во многих работах [1–4] (см. также библиографию в [5]), в частности, в [2] исследовались дисперсия и пространственные корреляционные функции флуктуаций центров тяжести двух одинаковых пучков. Настоящая работа является обобщением [2], так как здесь рассматриваются пространственные корреляционные функции случайных смещений центров тяжести двух пучков, отличающихся друг от друга, в общем случае, дифракционным размером излучающей апертуры (частотой и начальным радиусом пучка) и параметром фокусировки.

Для спектральной плотности флуктуаций диэлектрической проницаемости атмосферы  $\Phi_\epsilon(x)$  будем использовать выражение, учитывающее конечный размер внешнего масштаба турбулентных неоднородностей, от величины которого существенно зависят пространственные флуктуации центра тяжести светового пучка [4].

Рассмотрим два гауссовых пучка, центры которых в начальной плоскости  $\xi=0$  расположены в точках  $\rho_0/2$  и  $-\rho_0/2$ , а оси наклонены под углом  $\alpha$  друг к другу. Тогда, при использовании средненитенсивного приближения, функция пространственной корреляции центров тяжести пучков, полученная в [1], имеет вид

$$B_c(\rho_{c_1}, \rho_{c_2}) = \frac{\pi}{2P_{0_1}P_{0_2}} \int_0^L d\xi (L-\xi)^2 \iint_{-\infty}^{\infty} dR_1 \iint_{-\infty}^{\infty} dR_2 \langle I_1(\xi, R_1) \rangle \langle I_2(\xi, R_2) \rangle \times \\ \times \iint_{-\infty}^{\infty} dx x^2 \Phi_\epsilon(x) \exp\{ix[R_1 - R_2 + (\rho_0 + n^0 \xi \alpha)]\}, \quad (1)$$

где  $P_{0_i} = \iint_{-\infty}^{\infty} d\rho I_i(\xi, \rho)$  — полный поток интенсивности в  $i$ -м пучке ( $i=1, 2$ ),  $L$  — длина трассы,  $\langle I_i(\xi, R_i) \rangle$  — средняя интенсивность  $i$ -го лазерного пучка в плоскости  $\xi=\text{const}$ ,  $\Phi_\epsilon(x) = A_0 C_\epsilon^{-1/2} [1 - \exp(-x^2/x_0^2)]$ ,  $A_0 = 0,033$ ,  $x_0 = 2\pi/L_0$  — волновое число, соответствующее внешнему масштабу турбулентных неоднородностей  $L_0$ ,  $C_\epsilon^2$  — структурная характеристика, определяющая интенсивность турбулентности,  $n^0$  — единичный вектор проекции нормали к фазовому фронту в центре излучающей апертуры.

Вычисляя в (1) интегралы по  $R_1$  и  $R_2$ , после преобразований получим

$$B_c(\rho_{c_1}, \rho_{c_2}) = \pi^2 \int_0^L d\xi (L-\xi)^2 \int_0^\infty x^3 \Phi_\epsilon(x) \times \\ \times \exp\left\{-\frac{x^2}{4} [a_{1_0}^2(\xi) + a_{2_0}^2(\xi)]\right\} J_0(x|\rho_0 + n^0 \xi \alpha)| dx, \quad (2)$$

где  $a_{i_0}^2$  — квадрат эффективного радиуса  $i$ -го пучка, учитывающий дифракцию и турбулентное уширение,  $J_0(x)$  — функция Бесселя.

Рассмотрим более подробно случай, когда центры пучков в начальной плоскости пространственно совмещены и  $\alpha=0$ , т. е.  $\rho = \rho_0 + n^0 \xi \alpha = 0$ , и, следовательно,  $J_0(x|\rho_0) = 1$ . Тогда из (2) имеем

$$B_c = 3\sigma_{c_0}^2 \int_0^1 (1-z)^2 \left[ \frac{q_1(z) + s^2 q_2(z)}{2} \right]^{-1/6} \left\{ 1 - \left[ 1 + \frac{2\beta}{q_1(z) + s^2 q_2(z)} \right]^{-1/6} \right\} dz, \quad (3)$$

где  $\sigma_{c_0}^2 = \frac{A_0 \pi^2 \Gamma(1/6)}{3\sqrt{2}} C_e^2 L^3 (2a_1)^{-1/3}$  — дисперсия случайных смещений центра тяжести коллимированного пучка, вычислена в марковском приближении для колмогоровского спектра флюктуаций диэлектрической проницаемости [1],

$$q_1(z) = (1-f_1 z)^2 + z^2/\Omega^2 + 8\sigma_0^{12/5} z^{16/5}/\Omega,$$

$$q_2(z) = (1-f_2 z)^2 + z^2/(s^2 c \Omega)^2 + 8\sigma_0^{12/5} c^{2/5} z^{16/5}/(s^2 \Omega),$$

$$s = a_2/a_1, \quad \beta = 2/(a_1 \kappa_0)^2, \quad f_i = L/F_i, \quad \Omega = k_1 a_1^2/L, \quad c = k_2/k_1, \quad k_i = 2\pi/\lambda_i,$$

$a_i$  — начальный радиус пучка,  $F_i$  — радиус излучающей апертуры,  $\sigma_0^2 = 0,077 C_e^2 k_1^{7/6} L^{11/6}$  — кривизны фазового фронта в центре излучающей апертуры,  $C_e^2$  — средний квадрат флюктуаций уровня амплитуды плоской волны в первом приближении метода плавных возмущений.

На практике наибольший интерес представляет коэффициент корреляции пространственных флюктуаций пучков, задаваемый формулой

$$K_c = B_c / \sqrt{\sigma_{c_1}^2 \sigma_{c_2}^2}, \quad (4)$$

где  $\sigma_{c_1}^2$  и  $\sigma_{c_2}^2$  — дисперсии случайных смещений пучков.

Исследуем поведение  $K_c$  при различных значениях параметров  $s$ ,  $f_i$ ,  $\Omega$  и  $c$ .

Рассмотрим сначала асимптотику коэффициента корреляции при слабой турбулентности ( $\sigma_0^2 \ll 1$ ) для  $|f_i| \ll 1$  и  $\Omega \ll 1$  (дальняя зона). В этом случае  $q_1(z) \approx z^2/\Omega^2$ ,  $q_2(z) \approx z^2/(s^2 c \Omega)^2$  и, окончательно, без учета зависимости от внешнего масштаба турбулентных неоднородностей

$$K_c \approx [2s^3 c^2 / (1 + s^2 c^2)]^{1/6}. \quad (5)$$

Другой асимптотический случай получим при  $\Omega \gg 1$  (ближняя зона) для пучков с одипаковой фокусировкой ( $f_1 = f_2 = f$ ) при слабой турбулентности на трассе. Здесь  $q_1(z) \approx (1-fz)^2$ . Для определенности возьмем коллимированные пучки, тогда (при  $\beta^{-1} = 0$ )

$$K_c \approx [2s / (1 + s^2)]^{1/6}. \quad (6)$$

Формула (6) соответствует использованию приближения заданного поля, не учитывающего дифракционное и турбулентное уширение пучка [5]. Поэтому, как и следовало ожидать,  $K_c$  не зависит от частотного разнесения пучков.

Таблица

$\Omega$		1		10	
$\sigma_0^2$		0	20	0	20
$K_c$	$f_1=0; f_2=1$	0,99	1	0,98	1
	$f_1=0; f_2=-5$	0,96	0,99	0,95	0,98

Для всех остальных значений параметров  $s$ ,  $f_i$ ,  $\Omega$ ,  $\sigma_0^2$  и  $c$  расчет  $K_c$  был выполнен по формулам (3), (4) с помощью ЭВМ. Проанализируем некоторые из полученных результатов. На рис. 1 приведены зависимости коэффициента корреляции двух

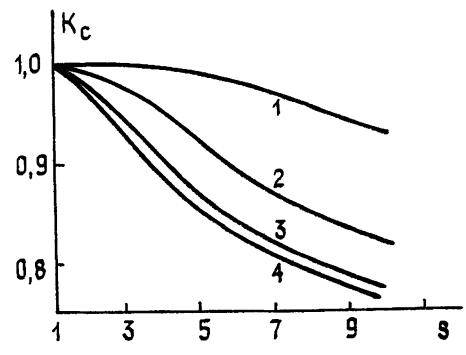


Рис. 1.

коллимированных пучков от параметра  $s$  при различных значениях  $\Omega$  и  $\sigma_0^2$  (1— $\Omega=1$ ,  $\sigma_0^2 = 20$ ; 2— $\Omega=10$ ,  $\sigma_0^2 = 20$ ; 3— $\Omega=1$ ,  $\sigma_0^2 = 0$ ; 4—асимптотика (см. (6)),  $\Omega=10$ ,  $\sigma_0^2 = 0$ ). Здесь  $\beta^{-1}=0$ ,  $c=1$ ). Из поведения кривых можно заключить, что полученное асимптотическое выражение (6) практически справедливо при слабой турбулентности для  $\Omega \geq 1$ . При сильной турбулентности корреляция пучков в ближней зоне увеличивается, причем тем значительнее, чем больше их дифракционная расходимость. Очевидно, это объясняется тем, что эффективный радиус пучка по мере увеличения  $\sigma_0^2$  в меньшей степени определяется своим начальным радиусом и в большей — совместным влиянием дифракционного и турбулентного уширения.

Частотное разнесение пучков ( $c \neq 1$ ) в ближней зоне не приводит к заметной декорреляции случайных смещений ( $K_c \approx 1$ ).

Исследовалась также корреляция пучков с различной фокусировкой (см. таблицу).

Результаты расчета показывают, что имеет место очень сильная корреляция пространственных флуктуаций центров тяжести коллимированного ( $f=0$ ) и сфокусированного ( $f=1$ ) пучков, особенно при сильной турбулентности. Отсюда следует важный вывод, что при исследовании целого ряда вопросов, связанных с определением случайных смещений центра тяжести светового пучка, достаточно ограничиться рассмотрением коллимированного пучка, тем более, что решение этой задачи проще в математическом отношении. Из таблицы видно также, что довольно высокая корреляция с коллимированным сохраняется и для слабо расходящегося ( $f=-5$ ) пучка, во всех случаях увеличение интенсивности турбулентности на трассе приводит к росту  $K_c$ .

## ЛИТЕРАТУРА

- 1 Кляцкин В. И., Кон А. И. — Изв. вузов — Радиофизика, 1972, 15, № 9, с 1381.
- 2 Кон А. И., Миронов В. Л., Носов В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 10, с. 1501.
- 3 Гельфер Э. И., Кон А. И., Черемухин А. М. — Изв. вузов — Радиофизика, 1973, 16, № 2, с. 245.
- 4 Миронов В. Л., Носов В. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1974, 17, № 2, с. 247.
- 5 Миронов В. Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981.

Ленинградский электротехнический  
институт связи

Поступила в редакцию  
9 апреля 1984 г

---

УДК 533.951

## О ХАРАКТЕРИСТИКАХ ФЛУКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ ИНТЕНСИВНЫХ РАДИОВОЛН, ОТРАЖЕННЫХ ОТ ИОНОСФЕРЫ

Г. Н. Бойко, В. А. Зюзин, Г. П. Комраков, А. М. Леонов, В. А. Рыжков,  
В. А. Солынин, Ю. В. Токарев

Целью настоящей работы является классификация частотных спектров амплитуд мощных радиоволн, возбуждающих ионосферную турбулентность. В основу работы положены результаты измерений интенсивности отраженных от ионосферы радиоволн, полученные на экспериментальном стенде «Сура» в 1982—1983 гг. Искусственные ионосферные возмущения создавались мощными радиоволнами обычновенной поляризации в диапазоне частот 4,5—9 МГц при эффективной мощности передатчика 150—300 МВт. При этом использовались два режима работы передатчика: 1) 20 с — работа, 80 с — пауза; 2) 2 минуты — работа, 3 минуты — пауза. Диагностика возмущений осуществлялась путем регистрации амплитуд волн накачки и пробных волн, отраженных от ионосферы. Прием сигналов проводился в 9 км от пункта излучателя. Ослабление земной волны относительно небесной в приемном пункте составляло 50 дБ.

Анализ записей амплитуд отраженных сигналов показывает, что спектр флуктуаций на начальной стадии развития ионосферной турбулентности заключен в пределах 0,3—26 Гц. При этом следует различать четыре типа флуктуаций амплитуды сигнала. Первый тип флуктуаций мы отождествляем с так называемыми «пичками» [1]. Через промежуток времени  $\Delta t = 10^{-2}$  с после включения передатчика на записи