

## Флуктуации мощности эхосигнала импульсного когерентного лидара, вызываемые атмосферной турбулентностью

И.Н. Смалихо\*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634021, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 24.05.2011 г.

Анализируются флуктуации мощности эхосигнала когерентного доплеровского лидара, вызываемые турбулентными пульсациями показателя преломления воздуха. На основе аналитического подхода показано, что с увеличением интенсивности оптической турбулентности относительное среднеквадратическое отклонение мощности эхосигнала, усредненной по микрофизическим параметрам рассеивающих частиц, вначале растет, затем уменьшается, не превышая при этом значение 0,5. Представлена экспериментальная зависимость этой характеристики от дальности измерения.

*Ключевые слова:* когерентный лидар, атмосферная турбулентность; coherent lidar, atmospheric turbulence.

### Введение

Принцип работы когерентного доплеровского лидара (КДЛ) основан на посылке в атмосферу лазерного излучения и когерентном детектировании рассеянного назад излучения аэрозольными частицами. Случайное расположение рассеивающих частиц (относительно друг друга) с различными амплитудами рассеяния являются причиной флуктуаций мощности эхосигнала КДЛ. Турбулентные неоднородности показателя преломления на трассе распространения зондирующего лазерного пучка вызывают случайные искажения его интенсивности, которые являются дополнительным фактором, вносящим свой вклад во флуктуации мощности эхосигнала.

В работах [1–5] с использованием численного моделирования распространения зондирующего пучка в турбулентной атмосфере проведены расчеты относительной дисперсии мощности эхосигнала, усредненной по микрофизическим параметрам рассеивающей среды, т.е. дисперсии относительных флуктуаций мощности эхосигнала, вызываемых атмосферной турбулентностью. Показано, что с увеличением структурной характеристики показателя преломления  $C_n^2$  или дальности измерения  $z$  дисперсия вначале растет, а затем, достигнув максимума, падает. В настоящей статье на основе аналитического подхода проводятся расчеты зависимости относительной дисперсии флуктуаций мощности эхосигнала импульсного КДЛ от атмосферных турбулентных условий распространения зондирующего излучения. Аналитические расчеты сопоставляются с результатами численного моделирования. Приводятся данные

натурного эксперимента по измерению зависимости дисперсии флуктуаций мощности эхосигнала КДЛ от расстояния между лидаром и зондируемым объемом.

### 1. Теория

Обозначим через  $P$  мгновенную мощность когерентно детектируемого эхосигнала, нормированную на среднюю мощность шума в частотной полосе пропускания  $B_F$ . Будем считать, что флуктуации мощности  $P$  обусловлены следующими факторами: 1) случайным характером рассеяния на аэрозольных частицах и 2) искажениями зондирующего и рассеянного излучения вследствие турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха. Так как эти факторы независимы, при получении средней (по ансамблю реализаций) величины  $E\{P\}$  и дисперсии  $\text{Var}\{P\} = E\{P^2\} - [E\{P\}]^2$  можно вначале воспользоваться оператором усреднения по микрофизическим параметрам рассеивающих частиц (координатам положения частиц в пространстве и амплитудам рассеяния частиц)  $\langle \dots \rangle_s$ , а затем – оператором усреднения по турбулентным флуктуациям показателя преломления  $\langle \dots \rangle_t$ , т.е.  $E\{P\} = \langle \langle P \rangle_s \rangle_t$  и  $E\{P^2\} = \langle \langle P^2 \rangle_s \rangle_t$ .

Комплексная величина эхосигнала КДЛ пропорциональна комплексной амплитуде поля рассеянной волны (в пределах площадки когерентности в плоскости приемной апертуры телескопа лидара). Если в рассеивающем объеме среднее число эффективно рассеивающих частиц очень большое, то  $\langle P^2 \rangle_s = 2\bar{P}^2$  [6], где  $\bar{P} \equiv \langle P \rangle_s$ . Воспользовавшись этим соотношением (и опустив у оператора  $\langle \dots \rangle_t$  индекс  $t$ ), для дисперсии мощности имеем

$$\text{Var}\{P\} = 2 \langle \bar{P}^2 \rangle - \langle \bar{P} \rangle^2. \quad (1)$$

\* Игорь Николаевич Смалихо (smalikh@iao.ru).

Представив правую часть формулы (1) в виде  $2(\langle \bar{P}^2 \rangle - \langle \bar{P} \rangle^2) + \langle \bar{P} \rangle^2$ , для относительной дисперсии мгновенной мощности эхосигнала  $\sigma_P^2 = \text{Var}(P)/\langle \bar{P} \rangle^2$  получаем известное соотношение [7]:

$$\sigma_P^2 = 1 + 2\bar{\sigma}_P^2, \quad (2)$$

где  $\bar{\sigma}_P^2 = \langle \bar{P}^2 \rangle / \langle \bar{P} \rangle^2 - 1$  — относительная дисперсия мощности эхосигнала, усредненной по микрофизическим параметрам рассеивающих частиц. В аналогичном (2) виде представима относительная дисперсия мгновенной интенсивности излучения на оптической оси приемной системы в плоскости изображения ламбертовской (диффузно рассеивающей) поверхности [8].

В случае импульсного КДЛ нормированная мощность  $\bar{P}$  определяется выражением [9]:

$$\bar{P} = \frac{\eta E_p c}{2h\nu B_F} \beta_\pi(z) T_A^2(z) \frac{\lambda^2}{\pi^2 a_P^2 a_L^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho I_P(z, \rho) I_L(z, \rho), \quad (3)$$

где  $\eta$  — квантовая эффективность фотоприемника;  $E_p$  — энергия зондирующего импульса;  $c$  — скорость света;  $h\nu$  — энергия фотона;  $\beta_\pi(z)$  — коэффициент обратного рассеяния;  $z = ct/2$  — расстояние между лидаром и зондируемым объемом при приеме эхосигнала в момент времени  $t$ , отсчитываемого с момента посылки зондирующего импульса в атмосферу;  $T_A$  — атмосферное пропускание;  $\lambda$  — длина волны лазерного излучения;  $a_P$  — радиус зондирующего пучка,  $a_L$  — радиус опорного пучка в плоскости приемопередающей апертуры телескопа;  $I_P(z, \rho)$  и  $I_L(z, \rho)$  — нормированные (безразмерные) интенсивности соответственно зондирующего пучка и эквивалентного (виртуального) опорного пучка, распространяющегося от лидара в атмосферу. Интегрирование в (3) проводится в плоскости  $\rho = \{x, y\}$ , поперечной оптической оси  $z'$ .

При распространении зондирующего и эквивалентного опорного пучков из-за наличия в атмосфере турбулентных неоднородностей показателя преломления воздуха происходят случайные искажения их интенсивностей  $I_P(z, \rho)$  и  $I_L(z, \rho)$ . Согласно (3) флуктуации интенсивности пучков  $I_P(z, \rho) = I_P(z, \rho) - \langle I_P(z, \rho) \rangle$  и  $I_L(z, \rho) = I_L(z, \rho) - \langle I_L(z, \rho) \rangle$  вызывают флуктуации мощности эхосигнала  $\bar{P}' = \bar{P} - \langle \bar{P} \rangle$ .

В предположении гауссовой формы распределения интенсивностей зондирующего и эквивалентного пучков от координаты  $\rho$  для средних интенсивностей  $\langle I_P(z, \rho) \rangle$  и  $\langle I_L(z, \rho) \rangle$  имеем [10, 11]:

$$\langle I_P(z, \rho) \rangle = [a_P/a_{PE}(z)]^2 \exp[-\rho^2/a_{PE}^2(z)], \quad (4)$$

$$\langle I_L(z, \rho) \rangle = [a_L/a_{LE}(z)]^2 \exp[-\rho^2/a_{LE}^2(z)], \quad (5)$$

где

$$a_{PE} = a_P \sqrt{(1 - z/F_P)^2 + [1 + 4a_P^2/r_c^2(z)](kz/a_P^2)^2} \quad (6)$$

и

$$a_{LE} = a_L \sqrt{(1 - z/F_L)^2 + [1 + 4a_L^2/r_c^2(z)](kz/a_L^2)^2} \quad (7)$$

— эффективные радиусы соответственно зондирующего и эквивалентного опорного пучков на расстоянии  $z$  от лидара;  $F_P$  и  $F_L$  — фокусные расстояния зондирующего и эквивалентного опорного пучков соответственно;

$$r_c(z) = \left[ 1,45k^2 \int_0^z dz' C_n^2(z')(1 - z'/z)^{5/3} \right]^{-3/5} \quad (8)$$

— радиус когерентности сферической волны, распространяющейся от плоскости рассеяния  $z' = z$  до плоскости апертуры телескопа  $z' = 0$  [10];  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число.

Из (3) для относительной дисперсии турбулентных флуктуаций мощности эхосигнала  $\bar{\sigma}_P^2$  получаем [7]:

$$\bar{\sigma}_P^2 = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho_1 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho_2 \langle I_P(\rho_1) I_L(\rho_1) I_P(\rho_2) I_L(\rho_2) \rangle}{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho \langle I_P(\rho) I_L(\rho) \rangle \right]^2} - 1. \quad (9)$$

Рассмотрим случай фокусировки эквивалентного опорного пучка на расстояние до зондируемого объема, т.е.  $F_L = z$ , что соответствует режиму согласования волновых фронтов рассеянного излучения и опорного пучка в плоскости входной апертуры телескопа ( $z' = 0$ ). Такое согласование будет идеальным, если радиус когерентности  $r_c(z)$  существенно превосходит диаметр опорного пучка  $2a_L$ . Из (7) при  $F_L = z$  имеем

$$a_{LE} = \frac{z}{ka_L} \sqrt{1 + 4a_L^2/r_c^2(z)}. \quad (10)$$

Угол поля зрения приемника КДЛ  $\theta_r$  определяется как отношение радиуса эквивалентного опорного пучка в плоскости рассеивающего слоя к расстоянию до этого слоя, т.е.

$$\theta_r = a_{LE}/z. \quad (11)$$

Из (10) и (11) получаем

$$\theta_r = \frac{1}{ka_L} \sqrt{1 + 4a_L^2/r_c^2(z)}. \quad (12)$$

В условиях слабых флуктуаций интенсивности лазерного излучения, когда выполняется условие  $\beta_0^2 \ll 1$ , где

$$\beta_0^2 = 1,23C_n^2 k^{7/6} z^{11/6} \quad (13)$$

— параметр, характеризующий условия распространения в однородной ( $C_n^2(z') = \text{const}$ ) турбулентной атмосфере, радиус корреляции флуктуаций интенсивности излучения  $r_I$  совпадает с радиусом первой зоны Френеля [12]:

$$r_I = \sqrt{z/k}. \quad (14)$$

Если выполняется условие

$$r_I \gg \theta_r z, \quad (15)$$

то в (8) можно положить

$$I_L(z, \rho) = \pi a_L^2 \delta(\rho), \quad (16)$$

где  $\delta(\rho)$  — дельта-функция. После подстановки (16) в (9) и интегрирования получаем

$$\bar{\sigma}_P^2 = \frac{\langle I_P^2(z, 0) \rangle - \langle I_P(z, 0) \rangle^2}{\langle I_P(z, 0) \rangle^2} = \sigma_I^2, \quad (17)$$

где  $\sigma_I^2$  — относительная дисперсия интенсивности зондирующего пучка на оптической оси. Таким образом, при рассматриваемых условиях относительная дисперсия мощности эхосигнала совпадает с относительной дисперсией интенсивности зондирующего пучка, т.е. КДЛ не усредняет (разрешает) флуктуации зондирующего пучка, вызываемые атмосферной турбулентностью.

Условия (15) можно достичь путем увеличения начального радиуса опорного пучка  $a_L$  (радиуса апертуры телескопа). Но при этом радиус когерентности  $r_c(z)$  может быть меньше  $2a_L$  и при условии  $2a_L \gg r_c(z)$  из (12) следует, что угол  $\theta_r$  не зависит от радиуса  $a_L$  и определяется выражением

$$\theta_r = 2/\sqrt{kr_c(z)}. \quad (18)$$

Для однородной трассы распространения ( $C_n^2(z') = \text{const}$ ) условие (15) эквивалентно, с учетом (8), (13)–(15), условию реализации слабых флуктуаций интенсивности  $\beta_0^2 \ll 1$ .

Получим выражение для относительной дисперсии мощности эхосигнала  $\bar{\sigma}_P^2$  в предположении  $C_n^2(z') = \text{const}$  и широкого коллимированного зондирующего пучка, для которого  $a_{PE} \approx a_P$  (режим плоской волны). При этом в (9), с учетом (3), (10) и (17), воспользуемся приближением «короткоэкспозиционной» средней интенсивности эквивалентного опорного пучка:

$$I_L(z, \rho) \approx \langle I_L(z, \rho) \rangle_{Sh} = (a_L/a_{LS})^2 \exp[-\rho^2/a_{LS}^2], \quad (19)$$

где

$$a_{LS}^2 = a_{LE}^2 - \langle \rho_c^2 \rangle, \quad (20)$$

$\langle \rho_c^2 \rangle$  — дисперсия случайных смещений эквивалентного опорного пучка (в плоскости рассеяния излучения), для которой воспользуемся формулой [10, 11]:

$$\langle \rho_c^2 \rangle = \frac{4}{3} C_n^2 z^3 a_L^{-1/3}. \quad (21)$$

После подстановки (19) в (9) и проведения выкладок получаем

$$\bar{\sigma}_P^2 = \frac{1}{2\pi a_{LS}^2} \int_{-\infty}^{+\infty} d^2r \exp\left[-\frac{\mathbf{r}^2}{2a_{LS}^2}\right] B_I(z, \mathbf{r}), \quad (22)$$

где  $B_I(z, \mathbf{r})$  — нормированная корреляционная функция интенсивности плоской волны ( $B_I(z, 0) = \sigma_I^2$ ). Согласно (8), (10), (20) и (21)

$$a_{LS}^2 = \frac{z^2}{k^2 a_L^2} \left[ 1 + \frac{4a_L^2}{r_c^2} \right] - \frac{4}{3} C_n^2 z^3 a_L^{-1/3}, \quad (23)$$

$$r_c = \left[ \frac{3}{8} 1,45 C_n^2 k^2 z \right]^{-3/5}.$$

Воспользуемся для  $B_I(z, \mathbf{r})$  выражением, полученным методом плавных возмущений (МПВ) с использованием спектра флуктуаций показателя преломления Колмогорова–Обухова и имеющим вид [10–12]:

$$B_I(z, \mathbf{r}) = 0,4147 C_n^2 k^2 z \times \times \text{Re} \left\{ \int_0^1 d\xi \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\kappa |\kappa|^{-1/3} \exp(j\kappa\mathbf{r}) [1 - \exp(j\xi\kappa z/k)] \right\}. \quad (24)$$

После подстановки (24) в (22) и интегрирования по переменным  $\mathbf{r}$  и  $\kappa$  получаем

$$\bar{\sigma}_P^2 = 7\beta_0^2 \text{Re} \left\{ \int_0^1 d\xi \left[ \left( \frac{ka_{LS}^2}{2z} - j\xi \right)^{5/6} - \left( \frac{ka_{LS}^2}{2z} \right)^{5/6} \right] \right\}. \quad (25)$$

Анализ выражения (25) показал, что при  $\Omega_{LS} \rightarrow 0$ , где  $\Omega_{LS} = ka_{LS}^2/z$ , относительная дисперсия мощности эхосигнала  $\bar{\sigma}_P^2 = \beta_0^2$ . С учетом того что в рамках применимости МПВ ( $\beta_0^2 < 1$ ) относительная дисперсия интенсивности плоской волны  $\sigma_I^2 = \beta_0^2$ , в рассматриваемом режиме  $\bar{\sigma}_P^2 = \sigma_I^2$ . Как следует из (23), условие  $\Omega_{LS} \ll 1$ , при котором не будет происходить усреднения флуктуаций интенсивности, требует, с одной стороны, чтобы число Френеля приемной апертуры  $\Omega_L = ka_L^2/z$  было очень большим ( $\Omega_L \gg 1$ ), с другой — чтобы флуктуации интенсивности зондирующего излучения были очень слабыми ( $\beta_0^2 \ll 1$ ).

На рис. 1 в виде кривой 3 представлен результат расчета по формуле (25) зависимости  $\bar{\sigma}_P$  от  $\beta_0$  при  $\lambda = 2$  мкм,  $z = 2$  км,  $a_L = 25$  см ( $\Omega_L = 100$ ).

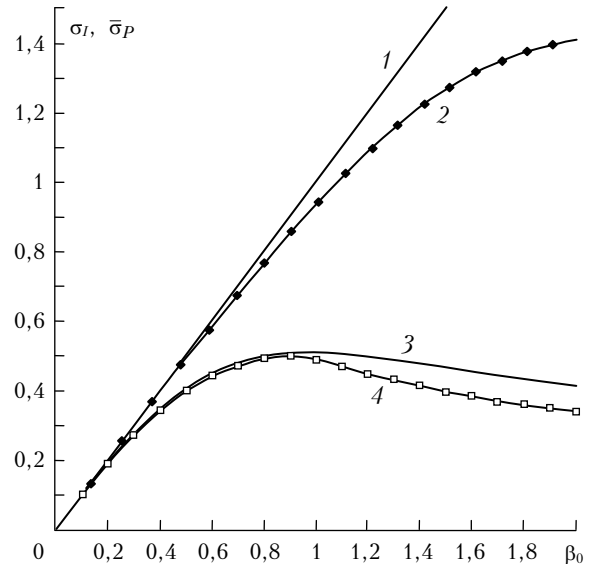


Рис. 1. Зависимости относительных среднеквадратических отклонений интенсивности зондирующего пучка  $\sigma_I$  (кривые 1 и 2) и мощности эхосигнала КДЛ, усредненной по микрофизическим параметрам рассеивающих частиц,  $\bar{\sigma}_P$  (кривые 3 и 4) от параметра  $\beta_0$ . Кривые 1 и 3 — результаты расчетов с использованием МПВ; 2 и 4 — результаты численного моделирования

Линия 1 — среднеквадратическое отклонение нормированной интенсивности плоской волны, рассчитанное с использованием МПВ ( $\sigma_I = \beta_0$ ). В виде значков, соединенных линиями, представлены результаты численного моделирования. Описание алгоритмов численного моделирования можно найти в [1, 2, 5, 13]. Видно, что  $\bar{\sigma}_P \approx \sigma_I$  лишь при условии  $\beta_0 \leq 0,3$  (или  $\beta_0^2 \leq 0,1$ ). Согласно результатам расчета по формуле (25) (кривая 3) с увеличением  $\beta_0$  среднеквадратическое отклонение турбулентных флуктуаций мощности эхосигнала вначале растет, а затем, достигнув максимума  $\bar{\sigma}_P \approx 0,5$  при  $\beta_0 = 1$ , медленно падает. Результаты расчетов по формуле (25) и с использованием численного моделирования (ср. кривые 3 и 4) в интервале  $0 \leq \beta_0 \leq 0,9$  полностью совпадают. При этом кривая 4 достигает максимума, равного 0,5.

Многочисленные расчеты  $\bar{\sigma}_P$  на основе численного моделирования показали, что при любых  $\beta_0^2$ ,  $\Omega_L$ ,  $\Omega_P = ka_P^2/z$ ,  $F_P$  и  $F_L$  величина  $\bar{\sigma}_P$  не превышает 0,5. С учетом (2) относительная дисперсия мгновенной мощности эхосигнала КДЛ не превышает 1,5.

## 2. Эксперимент

Для получения зависимости относительных дисперсий мгновенной  $\sigma_P^2$  и усредненной  $\bar{\sigma}_P^2$  по микрофизическим параметрам рассеивающих частиц мощности эхосигнала КДЛ автором статьи были использованы исходные данные измерений 2-микронным импульсным КДЛ (параметры лидара приведены в [14]) на летном поле аэропорта г. Франкфурт-на-Майне. Цель этих экспериментов, проводимых Лидарной группой Германского аэрокосмического центра в сентябре 2004 г., — доплеровские лидарные исследования вихревых следов самолетов, заходящих на посадку на две параллельные взлетно-посадочные полосы, расстояние между которыми 500 м (результаты измерений координат оси самолетных вихрей представлены в [15]).

Контейнер с лидаром находился на расстоянии примерно 500 м от ближайшей взлетно-посадочной полосы. Высота положения источника зондирующего пучка над поверхностью Земли 1,5 м. Во время измерений использовалось сканирование зондирующим пучком в вертикальной плоскости, поперечной к взлетно-посадочной полосе, попеременно вверх-вниз. Минимальный и максимальный углы места  $\varphi$  составляли соответственно 0 и 15°. Угловая скорость сканирования 2°/с (одно сканирование осуществлялось за 7,5 с).

Ниже приведен результат обработки исходных данных, измеренных 16.09.2004 при максимальном (из всех данных, полученных за весь период экспериментальной компании осенью 2004 г.) отношении сигнал-шум, т.е. максимальной нормированной средней мощности эхосигнала  $\langle \bar{P} \rangle$ . Местное время начала измерения 07:22. Продолжительность измерения 5 мин, за которые было произведено 40 полных сканирований зондирующим пучком. Из всего массива данных отобраны только те, которые были измерены при углах  $\varphi \in [0,5^\circ; 1,5^\circ]$ . Это означает,

что минимальные и максимальные высоты объема зондирования составляют соответственно 4,4 и 13 м при дальности измерения  $z = 0,5$  км; 26 и 78 м при  $z = 3$  км (если, конечно, подстилающая поверхность является идеально горизонтальной). С учетом того что у используемого лидара частота повторения импульсов 500 Гц, суммарное число посылок в атмосферу зондирующих импульсов в рассматриваемом диапазоне углов  $\varphi$  составляет  $(1^\circ/2^\circ \text{ c}^{-1}) \cdot 500 \text{ Гц} \cdot 40 = 10000$ .

Продолжительность снятия одного отсчета лидарного сигнала  $\delta t = 2$  нс (за это время зондирующий импульс пролетит расстояние  $c\delta t/2 = 30$  см). Для каждой посылки зондирующего импульса в атмосферу первый отсчет снимался с расстояния  $R_0 = 400$  м, а последний — 3250 м. Для каждой посылки зондирующего импульса путем применения быстрого преобразования Фурье (БПФ) к последовательности  $M = 9500$  отсчетов сигнала рассчитывался массив комплексных величин  $A(k')$ , где  $k' = 0, 1, 2, \dots, M-1$  — номер спектрального канала, в частотном диапазоне от 0 до 500 МГц.

С учетом того что радиальная скорость (проекция вектора скорости ветра на ось зондирующего пучка) по абсолютной величине не превышала 1 м/с, из массива  $A(k')$  выделялись  $M' = 300$  элементов (полоса пропускания  $B_F = M'/(\delta t M) \approx 15,8$  МГц) в окрестности промежуточной частоты (разности частот зондирующего и опорного излучения)  $f_I = 102$  МГц и применялось обратное БПФ. В результате получается последовательность отсчетов комплексного сигнала  $J(z_m)$ , снимаемого на расстояниях от лидара  $z_m = R_0 + (m+1/2)\delta z$ , где  $m = 0, 1, 2, \dots, M'-1$  и шаг  $\delta z = (M/M')c\delta t/2 = 9,5$  м.

Лидарный комплексный сигнал  $J$  можно представить как  $J = J_S + J_N$ , где  $J_S$  — комплексный эхосигнал и  $J_N$  — комплексный шум. Средняя мощность шума (в условных единицах)  $N = E\{|J_N|^2\}$  определялась как

$$N = 1/(2M') \times \\ \times \left[ E\{|A(k_I - M'/2)|^2\} + E\{|A(k_I + M'/2 - 1)|^2\} \right], \quad (26)$$

где  $k_I = \lfloor f_I M \delta t \rfloor$ ;  $\lfloor \dots \rfloor$  — целая часть числа. Здесь и далее оператор  $E\{\dots\}$  означает усреднение по всем 10 000 посылок зондирующего импульса. Нормированный лидарный комплексный сигнал  $Z = J/\sqrt{N}$  представим в виде

$$Z(z_m) = Z_S(z_m) + Z_N(z_m), \quad (27)$$

где  $Z_S$  и  $Z_N$  — нормированные эхосигнал и шум. Величина  $Z$  обладает следующими свойствами:

$$E\{Z\} = E\{Z^2\} = E\{Z_S Z_N^*\} = 0, \quad E\{|Z_S|^2\} = \langle \bar{P} \rangle,$$

$$E\{|Z_N|^2\} = 1 \quad \text{и} \quad E\{|Z_N|^4\} = 2.$$

Из (27) с учетом указанных свойств комплексной величины  $Z$  получаем формулу

$$\sigma_P^2 = \frac{E\{|Z|^4\} - [E\{|Z|^2\}]^2 - 2E\{|Z|^2\} + 1}{[E\{|Z|^2\} - 1]^2}, \quad (28)$$

по которой рассчитывается дисперсия мгновенной мощности эхосигнала из массива полученных  $Z$ . Затем, в соответствии с (2), определяется относительное среднеквадратическое отклонение мощности эхосигнала, усредненной по микрофизическим параметрам рассеивающих частиц, как

$$\bar{\sigma}_P = \sqrt{(\sigma_P^2 - 1)/2}.$$

На рис. 2 приведен пример измеренной зависимости мгновенной мощности лидарного сигнала  $|Z|^2$  от расстояния между лидаром и зондируемым объемом в фиксированный момент времени.

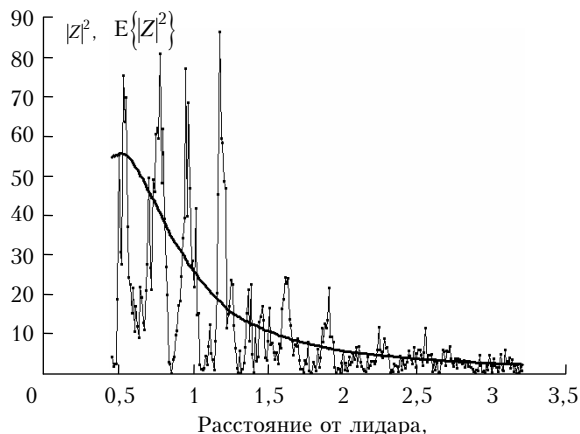
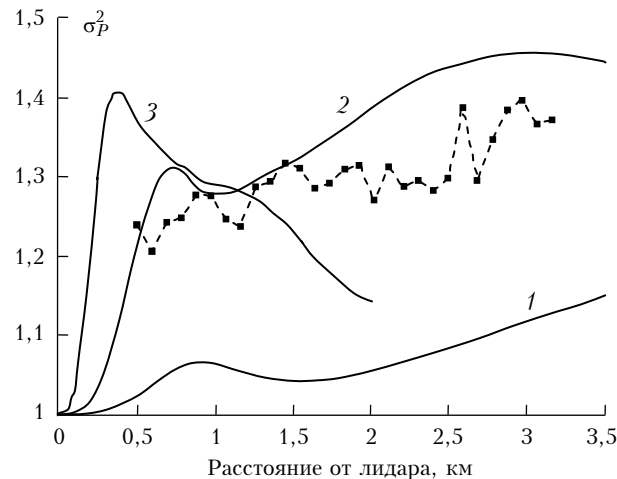


Рис. 2. Изменение мгновенной  $|Z|^2$  (точки, соединенные линиями) и средней  $E\{|Z|^2\}$  (жирная кривая) нормированной мощности лидарного сигнала по мере удаления зондирующего импульса от лидара

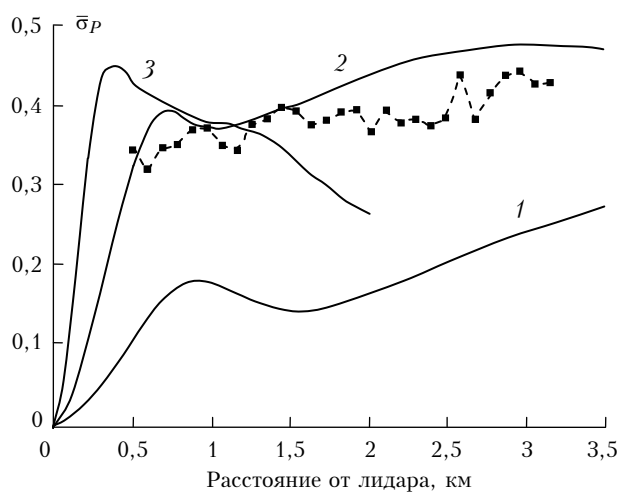
Так как длительность зондирующего импульса  $\tau_P = 400$  нс, продольный размер объема  $\Delta z = c\tau_P/2$  составляет 60 м. Нормированные мощности  $|Z_S(z_m)|^2$  и  $|Z_S(z_n)|^2$  эхосигнала для одной и той же посылки зондирующего импульса коррелированы при  $|z_m - z_n| < \Delta z$ . В виде жирной кривой приведена зависимость нормированной средней мощности лидарного сигнала  $E\{|Z|^2\}$ , представляющей собой сумму средних нормированных мощностей эхосигнала (отношение сигнал-шум) и шума (единица), от дальности измерения. Из рис. 2 следует, что отношение сигнал-шум изменяется в пределах 1,3–54,8.

После расчета относительной дисперсии эхосигнала КДЛ по формуле (28) использовалось дополнительное усреднение 10 соседних (вдоль оси  $z'$ ) оценок  $\sigma_P^2(z_m)$ . Таким образом, значения дисперсии получены с шагом 95 м. На рис. 3 в виде квадратиков, соединенных штриховыми линиями, представлены зависимости  $\sigma_P^2$  и  $\bar{\sigma}_P$  от дальности измерения.

Сплошные кривые 1–3 – результаты численного моделирования при задании параметров используемого в эксперименте КДЛ:  $\lambda = 2$  мкм,  $a_P = a_L = 2,5$  см и  $F_P = F_L = 1,5$  км. Какой профиль  $C_n^2(z)$  был во время измерения – неизвестно. При численном моделировании предполагалось, что  $C_n^2$  не меняется вдоль трассы распространения зондирующего пучка и расчеты проведены для трех случаев: 1)  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ , 2)  $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$  и 3)  $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ .



а



б

Рис. 3. Зависимости  $\sigma_P^2(z)$  (а) и  $\bar{\sigma}_P(z)$  (б), рассчитанные из данных натурального (квадратики) и численного (кривые 1–3) экспериментов: 1 –  $C_n^2 = 10^{-14}$ ; 2 –  $10^{-13}$ ; 3 –  $10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$

Из анализа контрольного сигнала КДЛ [15] следует, что во время эксперимента вариации энергии зондирующих импульсов составляли примерно 4% от среднего значения. Уровень турбулентных флуктуаций концентрации аэрозольных частиц в приземном слое атмосферы, как правило, не превышает 10% [16]. Вихри, образующиеся при пересечении самолетами плоскости сканирования зондирующим пучком, находились от лидара не ближе 400 м и их характерные размеры не превышали 100 м. В связи с этим влиянием самолетных вихрей на флуктуации показателя преломления воздуха и концентрации аэрозоля, а следовательно, и на флуктуации мощности эхосигнала КДЛ можно пренебречь. Таким образом, вклад атмосферной турбулентности в величину  $\bar{\sigma}_P$  должен быть определяющим.

Из сравнения представленных на рис. 3 данных натурального и численного экспериментов следует, что измерения были проведены при значении  $C_n^2$  немного меньше  $10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ . С учетом условий проведения эксперимента, сезона и времени суток (16 сентября,

07:22–07:27) такое значение  $C_n^2$  не противоречит экспериментальным данным, приведенным в [17]. При  $C_n^2 = 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$  параметр  $\beta_0^2$  изменяется от 0,4 ( $z = 500 \text{ м}$ ) до 11 ( $z = 3 \text{ км}$ ). Из рис. 3 видно, что значения  $\sigma_p^2$ , полученные из данных натурального эксперимента, не превышают 1,4, а  $\bar{\sigma}_p$  остается меньше 0,45 во всем диапазоне изменения параметра  $\beta_0^2$ . Для реализовавшихся в эксперименте турбулентных условий распространения зондирующего пучка подгонка измеренных  $\bar{\sigma}_p(z)$  к рассчитанным с использованием МПВ значениям этой характеристики будет давать большую погрешность оценки  $C_n^2$ .

### Заключение

Показано, что относительная дисперсия флуктуаций мощности эхосигнала КДЛ, усредненной по микрофизическим параметрам рассеивающих частиц, с увеличением структурной характеристики турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха  $C_n^2$  или дальности измерения  $z$  вначале растет, затем падает. Максимальное значение  $\bar{\sigma}_p$  не превышает 0,5 при любых турбулентных условиях распространения излучения и оптических параметров лидара.

Предложена методика получения из данных импульсного КДЛ зависимости  $\bar{\sigma}_p$  от дальности измерения. Приведен пример экспериментально полученной зависимости  $\bar{\sigma}_p(z)$ , по которой можно судить о величине  $C_n^2$ , воспользовавшись результатами численного моделирования при различной интенсивности оптической турбулентности. Исходные экспериментальные данные измерены при сканировании зондирующим пучком в пределах угла места от 0 до 15°, из которых для обработки использована лишь 1/15 часть. Измерения при фиксированном положении зондирующего пучка позволили бы увеличить объем выборки данных в 15 раз и тем самым уменьшить погрешность оценки  $\bar{\sigma}_p^2$  в  $\sqrt{15} \approx 4$  раза. Относительная погрешность представленных на рис. 3, б оценок величин  $\bar{\sigma}_p(z)$  из данных натурального эксперимента составляет примерно 10%.

Полученные экспериментальные данные подтверждают теоретический вывод об ограниченности  $\sigma_p^2$  и  $\bar{\sigma}_p$  значениями 1,5 и 0,5 соответственно.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, проект № 10-05-92505-ИК, и CRDF, проект RUG1-2981-TO-10.

#### *I.N. Smalikho. Fluctuations of echo-signal power of coherent Doppler lidar, caused by atmospheric turbulence.*

Fluctuations of the echo-signal power of coherent Doppler lidar, caused by turbulent fluctuations of air refractive index, are analyzed. On the base of an analytical approach it is shown that with increase of the optical turbulence intensity the relative standard deviation of the echo-signal power averaged over microphysical parameters of scattering particles increases in the beginning, then decreases and does not exceed 0.5. Experimental dependence of this characteristic versus range is represented.

1. *Banakh V.A., Smalikho I.N., Werner Ch.* Numerical simulation of effect of refractive turbulence on the statistics of a coherent lidar return in the atmosphere // *Appl. Opt.* 2000. V. 39, N 30. P. 5403–5414.
2. *Frehlich R.G.* Simulation of laser propagation in a turbulent atmosphere // *Appl. Opt.* 2000. V. 39, N 3. P. 393–397.
3. *Frehlich R.G.* Effect of refractive turbulence on ground-based verification of coherent Doppler lidar performance // *Appl. Opt.* 2000. V. 39, N 24. P. 4237–4246.
4. *Belmonte A., Rye B.J.* Heterodyne lidar returns in the turbulent atmosphere: performance evaluation of simulated systems // *Appl. Opt.* 2000. V. 39, N 15. P. 2401–2411.
5. *Belmonte A.* Feasibility study for the simulation of beam propagation: consideration of coherent lidar performance // *Appl. Opt.* 2000. V. 39, N 30. P. 5426–5445.
6. *Кросиньяни Б., Ди Порто П., Бертолотти М.* Статистические свойства рассеянного света. М.: Наука, 1980. 206 с.
7. *Rye B.J.* Refractive-turbulence contribution to incoherent backscatter heterodyne lidar returns // *J. Opt. Soc. Amer.* 1981. V. 71, N 6. P. 687–691.
8. *Банах В.А., Миронов В.Л.* Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука, 1986. 174 с.
9. *Frehlich R.G., Kavaaya M.J.* Coherent laser radar performance for general atmospheric turbulence // *Appl. Opt.* 1991. V. 30, N 36. P. 5325–5337.
10. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
11. *Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В.* Современные проблемы атмосферной оптики. Часть 5. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 272 с.
12. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Часть 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.
13. *Банах В.А., Смалихо И.Н.* Определение интенсивности оптической турбулентности по обратному атмосферному рассеянию лазерного излучения // *Оптика атмосф. и океана.* 2011. Т. 24, № 4. С. 300–307.
14. *Köpp F., Rahm S., Smalikho I.N.* Characterization of aircraft wake vortices by 2- $\mu\text{m}$  pulsed Doppler lidar // *J. Atmos. and Ocean. Technol.* 2004. V. 21, N 2. P. 194–206.
15. *Смалихо И.Н., Рам Ш.* Измерения когерентными доплеровскими лидарами параметров самолетных вихрей // *Оптика атмосф. и океана.* 2008. Т. 21, № 11. С. 977–992.
16. *Балин Ю.С., Разенков И.А., Ростов А.П.* Исследование флуктуаций концентрации аэрозоля в приземном слое атмосферы с использованием лидара // *Оптика атмосф. и океана.* 1995. Т. 8, № 10. С. 1506–1516.
17. *Hutt D.L.* Modeling and measurements of atmospheric optical turbulence over land // *Opt. Eng.* 1999. V. 38, N 8. P. 1288–1295.