

**А.П. Шелехов**

## **ТУРБУЛЕНТНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ МОЩНОСТИ ФОТОТОКА КОГЕРЕНТНЫХ ЛИДАРНЫХ СИСТЕМ**

Рассмотрено поведение относительной дисперсии турбулентных флуктуаций мощности фототока непрерывного и импульсного когерентных лидаров для различных схем согласования волновых фронтов при оптическом гетеродинамировании. Показано, что флуктуации мощности фототока когерентного лидара возникают при высоком пространственном разрешении одномодового гетеродинамирующего приемника. Величина данных флуктуаций пропорциональна величине турбулентных флуктуаций интенсивности зондирующего излучения. Коэффициент пропорциональности зависит от угла поля зрения приемника и уменьшается при его увеличении.

### **1. Введение**

Атмосферная турбулентность является одним из основных факторов, снижающих потенциальные возможности когерентных лидарных систем. Действие этого фактора приводит к амплитудно-фазовым искажениям оптического излучения, распространяющегося в атмосфере, что, в свою очередь, приводит к появлению амплитудно-фазовых флуктуаций фототока. Влияние фазовых флуктуаций рассеянного оптического излучения на эффективность работы когерентного лидара в настоящее время изучено достаточно хорошо. Например, прямым следствием фазовых флуктуаций рассеянной волны, а также линейного характера гетеродинамирующего приема является равенство нулю среднего поля и, соответственно, среднего значения фототока когерентного лидара [1]. Информативной величиной, т.е. полезным сигналом, при приеме случайных оптических полей может служить средняя мощность фототока. Поведение данной величины определяется поведением функции взаимной когерентности второго порядка.

В [2] показано, что ухудшение когерентности рассеянного излучения, которая в основном зависит от фазовых флуктуаций оптической волны, приводит к уменьшению средней мощности фототока. Поэтому для достижения высокой эффективности измерений параметров среды размеры входной апертуры приемного телескопа когерентного лидара не должны превышать характерного значения радиуса когерентности рассеянной волны в турбулентной атмосфере. Данный результат широко используется при разработке когерентных лидарных систем [1,3].

Кроме фазовых флуктуаций сильным искажающим фактором, влияющим на эффективность работы когерентного лидара, являются флуктуации интенсивности рассеянного излучения. Информация о флуктуациях интенсивности содержится в функции взаимной когерентности четвертого порядка. Данная функция определяет поведение флуктуаций мощности фототока или, что то же самое в нашем случае, поведение флуктуаций полезного сигнала. На наш взгляд, турбулентные флуктуации полезного сигнала в настоящее время исследованы недостаточно, а влияние флуктуаций интенсивности рассеянного излучения не учитывается при разработке гетеродинамируемых лидарных систем [1,3]. Существуют только экспериментальные данные об их сильной зависимости от состояния атмосферной турбулентности на трассе лидар – рассеивающий объем [4].

Отсутствие теоретических результатов в этой области, как, впрочем, и подробного экспериментального изучения, сдерживает решение двух проблем. *Первая* из них – это проблема интерпретации данных лидарного зондирования. При измерении параметров атмосферы турбулентные флуктуации полезного сигнала являются источником ошибки. Следовательно, изучение турбулентных флуктуаций полезного сигнала позволит оценить ошибку измерений и правильно выбрать условия эксперимента. *Вторая* проблема – дистанционное зондирование параметров турбулентности. Флуктуации полезного сигнала можно рассматривать как положительную информацию о физических процессах, протекающих на трассе зондирования. Таким образом, наличие соотношений, связывающих состояние среды с флуктуациями полезного сигнала, позволит измерять параметры атмосферной турбулентности.

В настоящей статье исследуется поведение относительной дисперсии турбулентных флуктуаций мощности фототока непрерывного и импульсного когерентных лидаров для различных схем согласования волновых фронтов. Рассмотрены наиболее часто используемые на практике схемы согласования волновых фронтов при оптическом гетеродинировании: одномодовый и многомодовый режимы детектирования [1].

## 2. Математические модели фототока когерентных лидаров

На рис. 1 изображены схемы согласования волновых фронтов при оптическом гетеродинировании в когерентных лидарных системах. В одномодовом режиме детектирования (рис. 1, а) поле рассеянного излучения  $u_s(\mathbf{r}, t)$  и поле опорного гетеродина  $u_o(\mathbf{r})$  фокусируются одной линзой на чувствительную площадку фотодетектора [1]. Выражение для комплексной амплитуды фототока определяется следующей формулой:

$$j_c = \eta \int M(\mathbf{r}) u_o^*(\mathbf{r}) u_s(\mathbf{r}, t) dS, \quad (1)$$

где  $\eta$  – чувствительность фотодетектора;  $M(\mathbf{r})$  – амплитудная функция пропускания приемного телескопа;  $dS$  – элемент его площади.

В многомодовом режиме детектирования (рис. 1, б) поле  $u_s(\mathbf{r}, t)$  фокусируется на фотодетектор, а поле  $u_o(\mathbf{r})$  с помощью смесительной пластины поступает от лазерного гетеродина, минуя линзу [1]. В литературе многомодовый режим детектирования известен еще как гетеродинирование по методу <диска Эйри>. Выражение для комплексной амплитуды фототока, аналогичное формуле (1), имеет вид

$$j_c = \eta \int M(\mathbf{r}) u_o^*(\mathbf{r}) u_s(\mathbf{r}, t) \exp(-ikr^2/2F) dS, \quad (2)$$

где  $F$  – фокусное расстояние приемного телескопа.

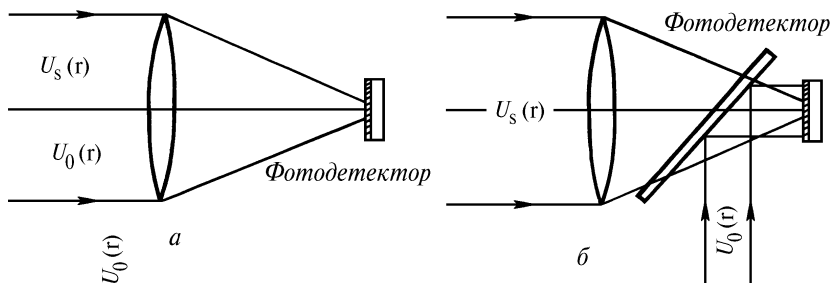


Рис. 1

Из формул (1) и (2) видно, что выражения для комплексных амплитуд фототока отличаются друг от друга наличием экспоненциального множителя в подынтегральном выражении. Это приводит к различным физическим свойствам гетеродинных приемников.

Известно [1], что для получения максимального согласования при гетеродинном приеме оптического излучения, рассеянного ансамблем частиц, необходимо выбирать в качестве поля опорного гетеродина сферическую волну, радиус волнового фронта которой равен радиусу регулярной составляющей волнового фронта проходящего излучения

$$u_o(\mathbf{r}) = u_o \exp(ikr^2/2z + ik\mathbf{n}_0 \cdot \mathbf{r}), \quad (3)$$

где  $u_o$  – амплитуда;  $z$  – длина трассы;  $\mathbf{n}_0$  – единичный вектор направления прихода опорной волны.

В [5] получено выражение для поля оптического излучения, рассеянного в турбулентной среде с дискретными включениями, которое будем использовать в дальнейших исследованиях,

$$u_s(\mathbf{r}, t) = 2 ik \sum_{m=1}^N A_m G_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}_m) u_{it}^p(\mathbf{r}_m, t - \frac{1}{c} |\mathbf{r} - \mathbf{r}_m|), \quad (4)$$

$$u_{it}^p(\mathbf{r}_m, t) = 2 ik \int \beta(t - 1/c |\mathbf{r}_m - \mathbf{r}|) G_i(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}) u_{0i}(\mathbf{r}) ds, \quad (5)$$

где  $G_i(\mathbf{r}, \mathbf{r}_m)$  – функция Грина турбулентной среды;  $A_m$  – амплитуда рассеяния одиночной частицы;  $r_m$  – координата  $m$ -й частицы;  $N$  – число частиц;  $\beta(t)$  – форма зондирующих импульсов;  $u_{0i}(\mathbf{r})$  – начальное распределение поля источника;  $ds$  – элемент его площади. Формулы (4) и (5) справедливы как для непрерывного  $\beta(t) = \text{const}$ , так и для импульсного оптического излучения  $\beta(t) \neq \text{const}$ , длительность которого лежит в интервале  $10^{-12} \text{ с} \ll \tau_p \ll 10^{-1} \div 10^{-3} \text{ с}$  [5].

Выражения (1)–(5) являются исходными соотношениями для расчетов относительных дисперсий турбулентных флуктуаций мощности фототоков как непрерывного, так и импульсного когерентных лидаров. В данной статье предполагается, что в случае непрерывного когерентного лидара длина рассеивающего объема определяется длиной области локализации частиц в пространстве (характерные размеры облака частиц, дымового шлейфа и т.д.). При приеме рассеянного импульсного излучения продольные размеры рассеивающего объема определяются длиной импульса, а частицы нелокализованы в пространстве.

### 3. Турбулентные флуктуации мощности фототока

Определим относительную дисперсию флуктуаций мощности фототока для двух случаев, которые могут наблюдаться в эксперименте. В первом случае гетеродинный приемник регистрирует когерентную и некогерентную составляющие флуктуаций интенсивности поля рассеянного излучения. Величина относительной дисперсии флуктуаций мощности фототока при этом определяется выражением

$$\sigma^2 = \overline{|j_c|^4} / \overline{|j_c|^2}^2 - 1. \quad (6)$$

Здесь черта сверху означает усреднение по ансамблю частиц, а угловые скобки – усреднение по турбулентным флуктуациям показателя преломления. Во втором случае гетеродинный приемник регистрирует только некогерентную составляющую флуктуаций интенсивности поля рассеянного излучения. Величина относительной дисперсии некогерентных флуктуаций мощности фототока имеет вид

$$\sigma_{nc}^2 = \overline{|j_c|^2}^2 / \overline{|j_c|^2}^2 - 1. \quad (7)$$

Из выражений (6) и (7) видно, что два определения относительной дисперсии отличаются друг от друга последовательностью усреднения наблюдаемой величины и соответствуют различным условиям эксперимента [4]. В первом случае флуктуации мощности фототока содержат флуктуации интенсивности поля рассеянного излучения, обусловленные ансамблем частиц и турбулентной средой. Во втором случае – только турбулентные флуктуации интенсивности приходящего поля, в то время как флуктуации интенсивности, возникающие из-за ансамбля частиц, не регистрируются приемником.

При приеме рассеянного импульсного излучения фототок когерентного лидара представляет собой последовательность импульсов. Турбулентная среда является причиной искажений фототока когерентного лидара. Если время повторения импульсов оптического излучения удовлетворяет условию  $10^{-12} \text{ с} \ll \tau_p \ll 10^{-1} \div 10^{-3} \text{ с}$ , а их длительность лежит в интервале  $10^{-12} \text{ с} \ll \tau_p \ll 10^{-1} \div 10^{-3} \text{ с}$ , то случайно искажается только огибающая последовательности импульсов фототока. Именно этот случай и рассматривается при приеме рассеянного импульсного излучения. Таким образом, относительные дисперсии флуктуаций мощности фототока, определенные с помощью выражений (6) и (7), фактически характеризуют турбулентные флуктуации огибающей последовательности импульсов фототока.

Относительная дисперсия флуктуаций мощности фототока выражается через функции взаимной когерентности второго

$$\Gamma_{2,s}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t) = \overline{\langle u_s(\mathbf{r}_1, t) u_s^*(\mathbf{r}_2, t) \rangle}$$

и четвертого порядка

$$\Gamma_{4,s}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; t) = \overline{\langle u_s(\mathbf{r}_1, t) u_s^*(\mathbf{r}_2, t) u_s(\mathbf{r}_3, t) u_s^*(\mathbf{r}_4, t) \rangle}$$

посредством следующих формул:

$$\langle \overline{|j_c|^2} \rangle = \eta^2 \int M(\mathbf{r}_1) M^*(\mathbf{r}_2) u_o^*(\mathbf{r}_1) u_o(\mathbf{r}_2) \Gamma_{2,s}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t) dS_1 dS_2, \quad (8)$$

$$\langle \overline{|j_c|^4} \rangle = \eta^4 \int M(\mathbf{r}_1) M^*(\mathbf{r}_2) M(\mathbf{r}_3) M^*(\mathbf{r}_4) u_o^*(\mathbf{r}_1) u_o(\mathbf{r}_2) u_o^*(\mathbf{r}_3) u_o(\mathbf{r}_4) \Gamma_{4,s}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; t) dS_1 dS_2 dS_3 dS_4, \quad (9)$$

– при одномодовом режиме детектирования и

$$\langle \overline{|j_c|^2} \rangle = \eta^2 \int M(\mathbf{r}_1) M^*(\mathbf{r}_2) u_o^*(\mathbf{r}_1) u_o(\mathbf{r}_2) \exp[-ik/2 F(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2)] \Gamma_{2,s}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2; t) dS_1 dS_2, \quad (10)$$

$$\langle \overline{|j_c|^4} \rangle = \eta^4 \int M(\mathbf{r}_1) M^*(\mathbf{r}_2) M(\mathbf{r}_3) M^*(\mathbf{r}_4) u_o^*(\mathbf{r}_1) u_o(\mathbf{r}_2) u_o^*(\mathbf{r}_3) u_o(\mathbf{r}_4) \exp[-ik/2 F(\mathbf{r}_1^2 - \mathbf{r}_2^2 + \mathbf{r}_3^2 - \mathbf{r}_4^2)] \times \\ \times \Gamma_{4,s}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; t) dS_1 dS_2 dS_3 dS_4, \quad (11)$$

– при гетеродинаровании по методу <диска Эйри>. Относительная дисперсия некогерентных флуктуаций мощности фототока определяется через функцию взаимной когерентности второго порядка и некогерентную составляющую функции взаимной когерентности четвертого порядка

$$\Gamma_{4,s}^{nc}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; t) = \overline{\langle u_s(\mathbf{r}_1, t) u_s^*(\mathbf{r}_2, t) u_s(\mathbf{r}_3, t) u_s^*(\mathbf{r}_4, t) \rangle}$$

выражением, которое получается из формул (8)–(11) после следующей замены:

$$\Gamma_{4,s}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; t) \rightarrow \Gamma_{4,s}^{nc}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3, \mathbf{r}_4; t).$$

Вычисления функции взаимной когерентности второго и четвертого порядков, а также некогерентной составляющей функции взаимной когерентности четвертого порядка проводились путем независимого усреднения соответствующих величин по ансамблю частиц и по турбулентным флуктуациям показателя преломления. Для проведения этих вычислений необходимо знать закон распределения вероятностей турбулентных флуктуаций показателя преломления, а также закон распределения вероятностей случайных координат  $\mathbf{r}_m$ . Предполагалось, что турбулентные флуктуации показателя преломления являются марковским  $\delta$ -коррелированным гауссовым случайным процессом с нулевым средним значением [6]. В силу того что рассеяние оптического излучения на ансамбле частиц носит некогерентный характер, для расчетов необходимы только одночастичная  $W_1(\mathbf{r}_m)$  и бинарная  $W_2(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n)$  плотности вероятностей, которые в настоящей статье определялись следующим образом:

$$W_1(\mathbf{r}_m) = 1/V, \quad (12)$$

$$W_2(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_n) = W_1(\mathbf{r}_m) W_1(\mathbf{r}_n), \quad (13)$$

где  $V$  – объем, в котором находятся частицы.

При выполнении перечисленных выше ограничений и при  $N \gg 1$  осуществление соответствующих операций усреднения в формуле (6) приводит к следующей связи между относительной дисперсией флуктуаций мощности фототока и относительной дисперсией некогерентных флуктуаций той же величины:

$$\sigma^2 = 1 + 2 \sigma_{nc}^2. \quad (14)$$

Из формулы (14) видно, что относительная дисперсия флуктуаций мощности фототока представляет собой сумму двух слагаемых. Первое слагаемое описывает флуктуации выходного сигнала в отсутствие случайных пульсаций показателя преломления на трассе зондирования, второе – турбулентные флуктуации выходного сигнала.

При расчете относительной дисперсии  $\sigma_{nc}^2$  дополнительно предполагалось, что размеры пятна подсвета меньше поперечных размеров объема  $V$ , продольные размеры рассеивающего объема меньше длины трассы  $z$  и интенсивность турбулентности на трассе зондирования соответствует условиям слабых флуктуаций. Выражение для относительной дисперсии некогерентных флуктуаций мощности фототока при полном согласовании волновых фронтов полей опорного гетеродина и рассеянного излучения и для амплитудной функции пропускания приемного телескопа вида  $M(r) = M_0 \exp(-2r^2/R^2)$  имеет вид

$$\sigma_{nc}^2 = \frac{1}{2\pi(\varphi/\varphi_0)^2} \int \exp\left(-\frac{r^2}{2(\varphi/\varphi_0)^2}\right) B_1(\rho_l r; z) d^2 r, \quad (15)$$

где  $B_1(r; z)$  – корреляционная функция флуктуаций интенсивности зондирующего излучения;  $\rho_l$  – радиус корреляции флуктуаций интенсивности зондирующего излучения;  $\varphi$  – угол поля зрения гетеродинного приемника;  $\varphi_0 = \rho_l/z$  – угловой размер темного или светлого пятна спекл-картины, возникающей в рассеивающем объеме из-за крупномасштабных случайных пульсаций показателя преломления на трассе зондирования, длиной  $z$ ;  $M_0$  – амплитудный множитель;  $R$  – радиус приемной апертуры.

Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести функцию, которая характеризует усредняющее действие приемного телескопа

$$G(\varphi) = \sigma_{nc}^2(\varphi) / \sigma_{nc}^2(0). \quad (16)$$

Данная функция показывает, во сколько раз относительные некогерентные флуктуации мощности фототока когерентного лидара с конечным углом поля зрения меньше таковых для приемника с  $\delta$ -образной диаграммой направленности.

Для спектральной плотности турбулентных флуктуаций показателя преломления, которая соответствует <закону двух третей> [6], запишем следующие асимптотические выражения для усредняющего действия приемного телескопа:

$$G(\varphi) = \begin{cases} 1 + 6,28(\varphi/\varphi_0)^2 - 12,6(\varphi/\varphi_0)^{5/3} + o((\varphi/\varphi_0)^2), & \varphi \ll \varphi_0; \\ 0,0728(\varphi/\varphi_0)^{7/3} + o((\varphi/\varphi_0)^{7/3}), & \varphi \gg \varphi_0 \end{cases} \quad (17)$$

– для широкого коллимированного пучка ( $\Omega_D \gg 1$ );

$$G(\varphi) = \begin{cases} 1 + 2,94(\varphi/\varphi_0)^2 - 6,06(\varphi/\varphi_0)^{5/3} + o((\varphi/\varphi_0)^2), & \varphi \ll \varphi_0; \\ 0,204(\varphi/\varphi_0)^{7/3} + o((\varphi/\varphi_0)^{7/3}), & \varphi \gg \varphi_0 \end{cases} \quad (18)$$

– для квазисферической волны ( $\Omega_D \ll 1$ ). В формулах (17) и (18)  $\varphi_0 = \sqrt{z/k}/z$ ,  $\Omega_D = kD^2/z$  – число Френеля излучающей апертуры.

На рис. 2 представлены результаты численного расчета усредняющего действия приемного телескопа  $G(\varphi)$  для спектральной плотности турбулентных флуктуаций показателя преломления, которая соответствует <закону двух третей> [6]. Кривая 1 соответствует квазисферической волне, кривая 2 – широкому коллимированному пучку.

Из выражений (14)–(18), а также из рис. 2 видно, что флуктуации мощности фототока когерентного лидара определяются только флуктуациями интенсивности зондирующего излучения и возникают при высоком пространственном разрешении приемника. Турбулентные флуктуации интенсивности, возникающие в результате распространения оптической волны от рассеивающего объема до приемника, а также корреляция интенсивностей прямой волны и

обратной волны усредняются по объему  $V$ . При использовании когерентного лидара с  $\delta$ -образной диаграммой направленности относительная дисперсия некогерентных флуктуаций мощности фототока равна относительной дисперсии флуктуаций интенсивности зондирующего излучения, т.е.  $\sigma_{nc}^2(0) = \sigma_I^2$ . При возрастании угла поля зрения когерентного лидара данные флуктуации фототока частично усредняются и относительная дисперсия некогерентных флуктуаций мощности фототока становится пропорциональной относительной дисперсии флуктуаций интенсивности зондирующего излучения:  $\sigma_{nc}^2(\varphi) = G(\varphi)\sigma_I^2$ .

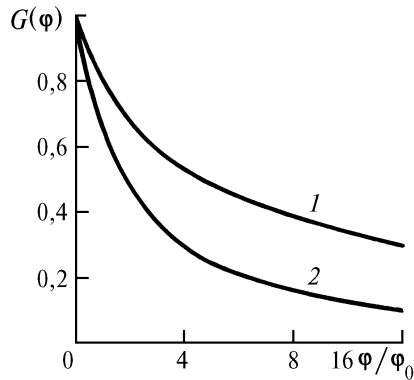


Рис. 2

Таким образом, можно утверждать, что с помощью когерентного лидара, который обладает достаточно высоким пространственным разрешением, можно измерять флуктуации интенсивности зондирующего излучения. Напомним, что для <закона двух третей> относительная дисперсия флуктуаций интенсивности зондирующего излучения в случае квазисферической волны равна  $\sigma_I^2 = 0,492 C_n^2 k^{7/6} z^{11/6}$ , а для широкого коллимированного пучка  $\sigma_I^2 = 1,23 C_n^2 k^{7/6} z^{11/6}$ , где  $C_n^2$  – структурная характеристика флуктуаций показателя преломления [6].

Этому явлению можно дать следующую физическую интерпретацию. Зондирующее излучение после прохождения через слой турбулентной атмосферы создает в рассеивающем объеме спекл-картину – систему темных и светлых пятен. Характерный угловой размер таких пятен равен  $\varphi_0$ . Следовательно, флуктуации мощности фототока гетеродинного приемника будут возникать, если приемная система разрешает одно темное или светлое пятно спекл-картины. По мере увеличения угла  $\varphi$  в поле зрения гетеродинного приемника попадает большое число темных и светлых пятен и поэтому турбулентные флуктуации квадрата модуля комплексной когерентной составляющей полного потока энергии усредняются.

В одномодовом режиме детектирования угол поля зрения когерентного лидара определяется следующей формулой  $\varphi = 1/kR$ , а угловой размер темного или светлого пятна для спектральной плотности турбулентных флуктуаций показателя преломления, которая соответствует <закону двух третей>, равен  $\varphi_0 = \sqrt{z/k}$ . Следовательно, условие возникновения турбулентных флуктуаций мощности фототока для данного режима имеет вид  $kR^2 / z \gg 1$ . Таким образом, флуктуации мощности фототока когерентного лидара в одномодовом режиме детектирования возникают только в ближней зоне приемника.

Условие возникновения турбулентных флуктуаций мощности фототока в одномодовом режиме детектирования отличается от аналогичных условий в задаче усредняющего действия приемной апертуры квадратичного фотодетектора при регистрации оптического излучения, однократно прошедшего трассу [6], и в задаче усредняющего действия диафрагмы поля зрения лидара с некогерентным детектированием сигнала [7]. Как следует из [6,7], флуктуации фототока возникают при уменьшении соответственно размеров приемной апертуры фотодетектора (в случае регистрации оптического излучения, однократно прошедшего трассу) и размеров полевой диафрагмы лидара с некогерентным детектированием сигнала, а усреднение флуктуаций принимаемого излучения происходит при увеличении этих размеров. Для когерентного лидара турбулентные флуктуации мощности фототока возникают при увеличении размеров апертуры приемного телескопа, а усреднение флуктуаций интенсивности принимаемого поля происходит при их уменьшении. Это только на первый взгляд противоречит традиционным

представлениям об эффекте усредняющего действия приемной апертуры. Например, механизм возникновения турбулентных флуктуаций мощности фототоков когерентного лидара и лидара с некогерентным детектированием сигнала определяется неравенством  $\varphi \ll \varphi_0$ . Свойства когерентного лидара такие, что  $\varphi \sim 1/R$ , а у лидара с некогерентным детектированием сигнала угол поля зрения пропорционален размерам полевой диафрагмы. Таким образом, различная зависимость угла поля зрения от радиуса приемной апертуры когерентного лидара и от размеров полевой диафрагмы лидара с некогерентным детектированием сигнала приводит к тому, что никаких парадоксов не возникает.

При гетеродинировании по методу <диска Эйри> угол поля зрения приемника равен  $\varphi = R/F$ . Условие возникновения турбулентных флуктуаций  $\varphi \ll \varphi_0$  запишется в виде  $kR^2/F \ll F/z$ . Учитывая тот факт, что данный метод эффективен только при выполнении соотношения  $kR^2 \gg F$ , приходим к выводу, что многомодовый режим детектирования нечувствителен к турбулентным условиям распространения на трассе зондирования  $z \gg F$ .

#### 4. Заключение

Сравним полученные результаты с экспериментальными данными [4]. Условия эксперимента были следующие: радиус входной апертуры  $R = 2,8$  см, длина трассы  $z = 1,06$  км,  $k = 6 \cdot 10^5$  м<sup>-1</sup>. Авторы [4] регистрировали глубину случайной модуляции фототока гетеродинного приемника в пределах 18–52%.

Из формул (14)–(18) следует, что флуктуации выходного сигнала гетеродинного приемника зависят от турбулентных условий на трассе зондирования. Теоретическая оценка глубины случайной модуляции фототока, выполненная на основе формул (14)–(18) с использованием рис. 2, лежит в пределах 0–50%. Все это говорит о хорошем согласии теории и эксперимента. К сожалению, поведение турбулентных флуктуаций фототока непрерывного и импульсного гетеродинного лидара изучено экспериментально недостаточно, поэтому более детальное сравнение провести в настоящее время невозможно.

Полученные в данной статье результаты можно использовать для решения проблем, возникающих при практическом использовании когерентных лидарных систем. При зондировании параметров атмосферы величина ошибки измерений в числе прочих факторов будет определяться величиной относительной дисперсии турбулентных флуктуаций выходного сигнала. При гетеродинировании по методу <диска Эйри> ошибка измерений не возникает на реальных трассах ( $z \gg F$ ). В одномодовом режиме детектирования глубину случайной модуляции фототока порядка 50% и выше можно наблюдать на трассах, меньших 10 и 300 км, для значений радиусов приемной апертуры соответственно 7,5 и 50 см. Данные параметры считаются оптимальными для когерентных лидарных систем, которые ориентированы на приземные трассы и на зондирование из космоса [4]. Такие значения радиусов приемной апертуры соответствуют пространственному разрешению когерентного лидара  $\varphi = 2 \cdot 10^{-5}$ ;  $\varphi = 3 \cdot 10^{-6}$ . Таким образом, при зондировании параметров атмосферы с высоким пространственным разрешением возникает ошибка измерений, которая может существенным образом влиять на точность определяемых величин.

Отметим, что условие отсутствия турбулентных флуктуаций мощности фототоков  $kR^2/z \ll 1$  или  $R \ll \sqrt{z/k}$  на практике является более жестким, чем условие, связанное с ухудшением когерентности рассеянного оптического излучения  $R \ll \rho_c$ . Здесь  $\rho_c$  – радиус когерентности рассеянного оптического излучения. Следовательно, в случаях, когда турбулентные флуктуации мощности фототока существенным образом влияют на ошибку измерений, размеры входной апертуры следует выбирать меньше, чем те, которые широко используются при разработке когерентных лидарных систем [1,3].

Рассмотрим результаты, полученные в настоящей статье, применительно к проблеме создания методов зондирования параметров атмосферной турбулентности, основанных на измерении флуктуаций интенсивности рассеянного поля. Из этих результатов следует, что данная проблема сводится к созданию когерентного лидара с высоким пространственным разрешением. Это возможно только в одномодовом режиме детектирования. По сравнению с методами зондирования параметров атмосферной турбулентности, основанными на измерении флуктуаций интенсивности рассеянного поля, но использующими некогерентное детектирование [7],

когерентный лидар является наиболее перспективным средством. Действительно, уже для входной апертуры приемного телескопа  $R = 2,8$  см пространственного разрешения лидара достаточно для того, чтобы регистрировать глубину случайной модуляции фототока порядка 50% на трассе  $z = 1,06$  км. Дальнейшее повышение дальности зондирования осуществляется путем увеличения размеров входной апертуры. Без значительного уменьшения отношения сигнал-шум это возможно до значений  $R$ , равных 7,5 см, для когерентных лидарных систем, которые ориентированы на приземные трассы, и до значений  $R$ , равных 50 см, – при зондировании из космоса. Особенность применения импульсных когерентных лидарных систем в целях зондирования параметров атмосферной турбулентности заключается в том, что время повторения импульсов должно удовлетворять условию  $10^{-12} \text{ с} \ll \tau_r \ll 10^{-1} \div 10^{-3} \text{ с}$ . В настоящее время решение проблем создания когерентных лидарных систем значительно продвинулось. Поэтому перейти к разработке когерентных методов зондирования параметров атмосферной турбулентности путем измерения флуктуаций интенсивности рассеянного поля не будет представлять технических трудностей.

1. Протопопов В.В., Устинов Н.Д. Лазерное гетеродинамирование. М.: Наука, 1985. 288 с.
2. Clifford S.E., Wandzura S.N. //Appl. Optics. 1981. V. 20. N 3. P. 514–516.
3. Huffaker R.M., Lawrence T.R., Post M.J. et. al. //Appl. Optics. 1984. V. 23. N 15. P. 2523–2536.
4. Brandewie R.T., Davis W.C. //Appl. Optics. 1972. V. 11. N 7. P. 1526–1536.
5. Шелехов А.П. //Оптика атмосферы и океана. 1992. Т. 5. N 3. С. 250–256.
6. Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. М.: Наука, 1979. 464 с.
7. Беленький М.С., Миронов В.Л., Нетреба П.И., Покасов В.В., Шелехов А.П. //Изв. вузов. Сер. Физика. 1986. N 12. С. 103–105.

Институт оптики атмосферы СО РАН,  
Томск

Поступила в редакцию  
28 декабря 1992 г.

**A. P. Shelekhov. Turbulent-Induced Fluctuations of Detector's Photocurrent Power in Coherent Lidar Systems.**

Relative variance of turbulent-induced fluctuations of a photodetector current power is considered for a CW and pulsed coherent lidars and different schemes of matching wave fronts in optical heterodyning. It is shown in this paper that fluctuations of the photocurrent power occur owing to high spatial resolution of a single-mode heterodyne detector. Intensity of these fluctuations is proportional to the intensity of sounding radiation turbulent fluctuations. The proportionality factor depends on the receiver field of view and it decreases with increasing field of view.