

УДК 538.574 8 : 621.371

## ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ ЗЕРКАЛЬНОМ ОТРАЖЕНИИ ОПТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

*Г. Я. Патрушев, А. И. Петров, В. В. Покасов*

Получены экспериментальные данные об эффекте усиления флуктуаций интенсивности волнового пучка при отражении от зеркала. Показано, что усиление флуктуаций существенно зависит от дифракционного размера излучающей апертуры и параметра  $\beta_0$ , характеризующего условия на трассе в турбулентной атмосфере. Для слабых флуктуаций установлена область пространственной локализации усиления флуктуаций. Проанализировано поведение высших моментов и гистограмм интенсивности в зависимости от величины индекса мерцаний.

1. Освоение оптического диапазона волн для целей локации и дистанционного зондирования параметров атмосферной турбулентности поставило целый ряд задач по определению различных характеристик оптических сигналов, рассеянных в атмосфере. Особенности этих задач связаны, с одной стороны, с дифракцией волн на объекте, расположенном в случайно-неоднородной среде (турбулентной атмосфере), а с другой, — с двукратным прохождением волной одних и тех же неоднородностей среды при прямом и обратном распространении. Статистическая теория распространения волн в турбулентной среде и теорема взаимности позволяют установить связь между характеристиками прямого и отраженного сигналов [1], однако конкретные результаты носят в большинстве случаев асимптотический характер, соответствующий либо слабым, либо насыщенным флуктуациям интенсивности. Экспериментальные исследования, как правило, в этом случае позволяют уточнить границы применимости теории и проверить соответствие теоретической модели реальной схеме распространения.

Наиболее подробно в экспериментах исследован эффект усиления обратного рассеяния [2, 3] (средней интенсивности). Другие характеристики интенсивности отраженных сигналов измерялись в работах [4-7]. Использование бистатистической схемы измерений [7] отраженного излучения дало результаты, совпадающие с данными для прямой трассы [8]. Локационные измерения дисперсии интенсивности отраженного сигнала проводились в [4, 6], где показано существенное усиление флуктуаций излучения. Экспериментальные корреляционные функции амплитуды поля волн миллиметрового диапазона при отражении от уголка в режиме слабых флуктуаций согласуются с рассчитанными методом плавных возмущений [5].

Нами исследовано усиление флуктуаций интенсивности в зависимости от дифракционного размера излучателя при полном перехвате зеркальным отражателем световой волны. Это позволило исключить влияние дифракции на отражателе на величину флуктуаций интенсивности локационного сигнала. Измерения проведены для условий распространения, соответствующих переходу от слабых флуктуаций к сильным, что позволило проследить начальный этап эволюции плотности распределения вероятностей интенсивности при переходе от логарифмически нормального распределения к экспоненциальному [9].

Обобщенная схема установки, на которой проводились измерения, приведена на рис. 1. Луч от ОКГ-ЛГ-38 ( $\lambda = 0,6328$  мкм) проходит через диафрагму 2, светоделительную призму 3 и поступает на коллиматоры 6, 7, где формировались локационный и опорный пучки. Опорный луч распространялся по П-образной трассе, что соответствовало прямому прохождению волной расстояния  $2L$  ( $L = 200; 500$  м; база между зеркалами 13, 14  $\geq 1,5$  м). Отражателями были высококачественные зеркальные диски 13—15 диаметром 500 мм. Для выделения отраженного сигнала использовалось диагональное зеркало 9, выполненное на скошенном торце кварцевого цилиндра с диаметром 1 мм, подвешенного на растяжках диаметром 0,1 мм. Зеркальце перемещалось в поперечной по отношению к направлению распространения плоскости на расстоянии  $\rho$  от оси системы в обе стороны. Приемниками по обоим каналам были фотоэлектронные умножители ФЭУ-79 12 с блендами 10 и интерференционными фильтрами 11 с полосой пропускания около 30 Å. Диаметр входной апертуры перед ФЭУ равнялся 0,7 мм. При такой схеме

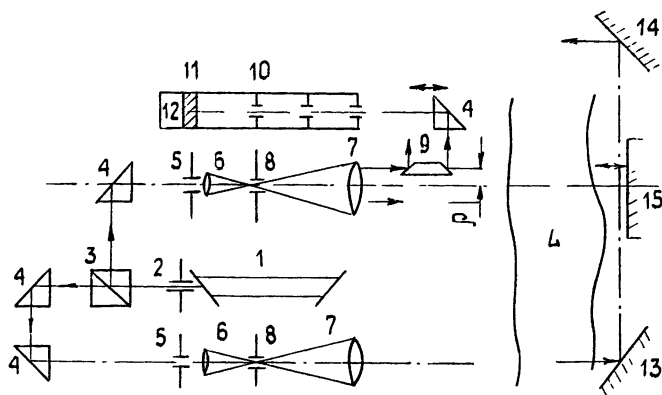


Рис. 1.

измерения отраженное от зеркала 15 излучение последовательно несколько раз проходит через оптический тракт, отражаясь от выходного зеркала ОКГ. Принятый таким способом сигнал формируется из однократно отраженного от зеркала 15 излучения и многократно переотраженного, прошедшего несколько раз весь путь от выходного зеркала ОКГ до зеркала 15. Для оценки вклада многократно переотраженного излучения в суммарный сигнал для плоской волны и узкого пучка проводились специальные измерения с установкой вспомогательного зеркала сразу после опорного коллиматора 6, 7 при закрытых зеркалах 13—15. Они показали, что при рассогласовании оптических осей прямой и отраженной волн на угол  $0-2''$  за счет потерь при прохождении оптических элементов и юстировки диафрагм 2, 5, 8 переотраженное излучение составляет не более 0,01—0,001 принятого. При измерениях в турбулентной атмосфере вклад многократно переотраженного излучения будет еще меньше за счет уширения и блуждания пучка, так как реальная точность установки плоскости зеркала 15 перпендикулярно оптической оси не превышает  $1-2''$ . При формировании расходящихся пучков, близких к сферической волне, из коллиматоров удалялись окуляры 6. Таким образом, используемая схема разделения прямого и отраженного сигналов в локационном канале обеспечивает практически 100-процентную их развязку. Сигналы с выходных усилителей ФЭУ-79 по обоим каналам синхронно регистрировались кодовым магнитным накопителем [10] со следующими характеристиками: динамический диапа-

72 децибела (12 разрядов параллельного двоичного кода), коэффициент сбоя за время непрерывной регистрации (около четырех минут)  $\approx$  более  $10^{-5}$ , частота дискретизации по каждому из двух каналов до 10 кГц. Использование цифрового магнитофона с такими характеристиками позволило с высокой достоверностью оценивать плотность вероятностей интенсивности  $I$  как для выбросов ( $I \gg \langle I \rangle$ ,  $\langle I \rangle$  — среднее значение), так и замираний ( $I \ll \langle I \rangle$ ) при сильных флуктуациях.

Эксперимент сопровождался синхронными измерениями структурной характеристики  $C_n^2$  показателя преломления воздуха и средней скорости ветра. Значение  $C_n^2$  определялось из измерений дисперсии флуктуаций интенсивности сферической волны на вспомогательной трассе длиной  $2L = 150$  м, для которой излучатель и приемник были разнесены на расстояние 1 м. В режиме слабых флуктуаций определение дисперсии флуктуаций интенсивности  $\sigma_I^2$  осуществлялось двухканальным аналоговым дисперсиометром с погрешностью, не превышающей 5% при динамическом диапазоне сигнала до 50 дБ.

2. На рис. 2 приведены результаты измерений эффекта усиления флуктуаций интенсивности в зависимости от дифракционного размера излучающей апертуры. Здесь по оси абсцисс отложены значения параметра  $\beta_0 = [1,23 C_n^2 k^{7/6} (2L)^{11/6}]^{1/2}$ , характеризующего условия распространения на прямой трассе длиной  $2L$ . Будем описывать по аналогии с [2] усиление флуктуаций интенсивности коэффициентом  $K = \beta_{отр} / \beta_{оп}$ , равным отношению среднеквадратических значений относительных флуктуаций интенсивности в локационном ( $\beta_{отр}$ ) и опорном ( $\beta_{оп}$ ) пучках. Как видно из этих данных, при значениях параметра  $\beta_0 \leq 1$  экспериментальные результаты практически совпадают со значениями величины  $K$ , вычисленными методом плавных возмущений [11] и обозначенными на рис. 2 пунктирными прямыми. В случае плоской волны  $I$  при значениях  $\beta_0 \approx 1,5$ , которым соответствует область максимума зависимости  $\beta(\beta_0)$  на прямой трассе, эффектом усиления уже можно пре-

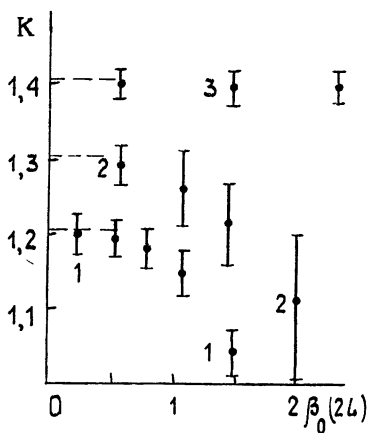


Рис. 2.

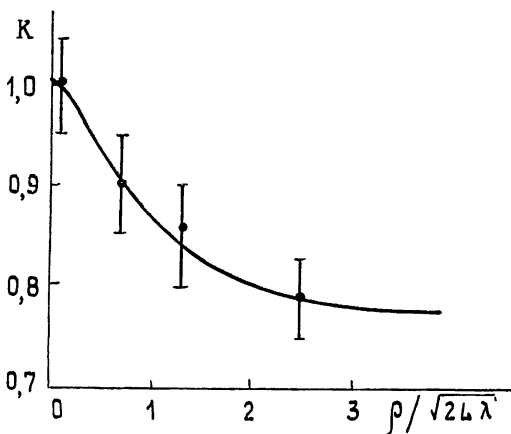


Рис. 3.

небрежь. Для узкого коллимированного пучка 2 экспериментальные данные имеют при  $\beta_0 > 1$  существенно больший разброс, обозначенный вертикальными скобками, нежели у плоской и сферической 3 волн, превышающий аппаратную погрешность измерений. По-видимому, это связано с блужданиями пучка, которые имеют низкочастотный характер, что приводит к нестационарности процесса. Результаты измерений на прямой трассе зависимости  $\beta(\beta_0)$  удовлетворительно совпали с экспериментальными данными для всех типов волн [12–14].

Зависимость величины коэффициента усиления флуктуаций  $K$  от расстояния  $\rho$  между приемником и источником квазисферической волны (волновое число излучателя было более 100) приведена на рис. 3 при значении параметра  $\beta_0 \approx 0,5 \div 0,6$ . Крайняя левая экспериментальная точка на графике соответствует значению  $\rho \leq 3$  мм. Сплошная линия соответствует расчету в приближении МПВ [8, 11]. Из графика видно, что для слабых флуктуаций интенсивности усиление локализовано в области радиуса первой зоны Френеля ( $\sqrt{2}L\lambda$ ) для трассы длиной  $2L$ .

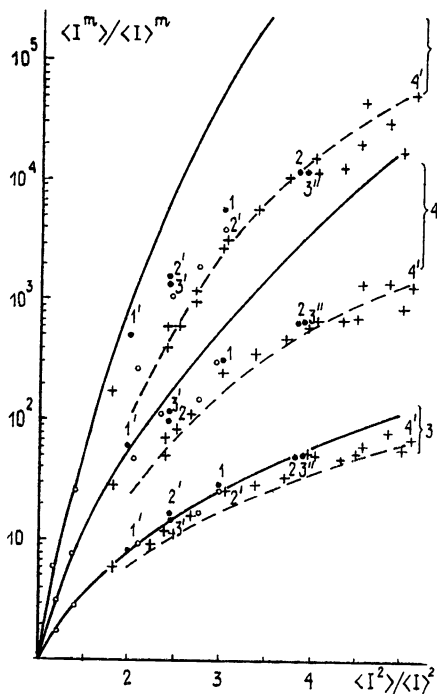


Рис. 4.

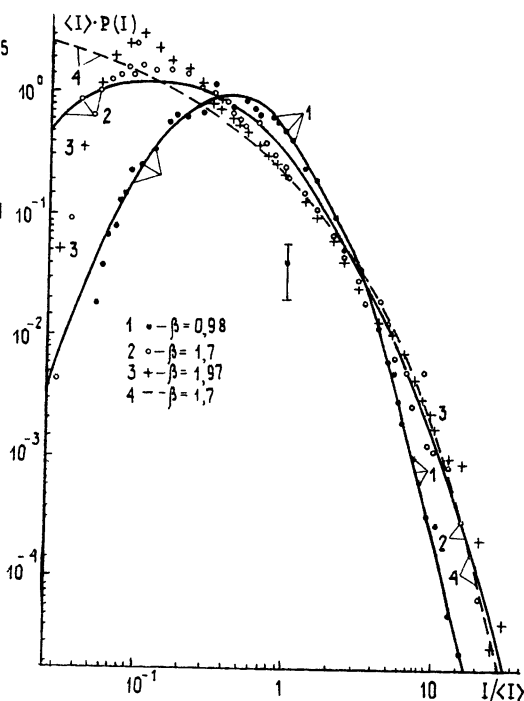


Рис. 5.

При анализе законов распределения вероятностей флуктуаций интенсивности использовался метод моментов, т. е. рассматривалась зависимость высших нормированных моментов  $\langle I^m \rangle / \langle I \rangle^m$  ( $m=3, 4, 5$ ) от относительной дисперсии  $\beta^2 = (\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2) - 1$ , что применяется в последнее время в подобных экспериментах [13-16]. Однако в связи с тем, что распределение не однозначно определяется по своим моментам [17], проводился также анализ гистограмм мгновенных значений интенсивности, которые дают наиболее полную информацию. На рис. 4 приведены зависимости нормированных экспериментальных моментов

$$\langle I^m \rangle / \langle I \rangle^m \quad (\langle I^m \rangle = \left( N^{-1} \sum_{i=1}^N I_i^m, \quad \text{где } I_i - \text{мгновенное значение сигнала, } N=10^6 - \text{объем выборки за время реализации } T \approx 220 \text{ с} \right)$$

от параметра  $\beta^2 + 1 = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2$  для сферической (темные точки), плоской (светлые точки) волн и узкого коллимированного пучка (крестики) на локационной и П-образной трассах синхронных реализаций. В ряде случаев в измерениях были близкие значения  $\beta$ , поэтому для улучшения разборчивости на графиках данные немного смещались по оси абсцисс (например, точки 2, 3''). Сплошная линия соответствует зависимости

нормированных моментов  $\langle I^m \rangle / \langle I \rangle^m$  для логарифмически нормального распределения

$$P(I) = (\sigma I \sqrt{2\pi})^{-1} \exp[-2/\sigma^2 (\ln I - \xi)^2], \quad (1)$$

$$\sigma^2 = \ln(1 + \beta^2), \quad \xi = \ln \langle I \rangle / (1 + \beta^2)^{1/2}.$$

Пунктирной линией представлены зависимости моментов  $K$ -распределения

$$\langle I \rangle P_k(I) = (2 \Gamma(y)) y^{(y+1)} 2^x x^{(y-1)/2} K_{y-1}[2(xy)^{1/2}], \quad (2)$$

$$x = I/\langle I \rangle, \quad y = 2/(\beta^2 - 1), \quad y > 0,$$

$K_\nu(x)$  — модифицированная функция Ганкеля,  $\Gamma(y)$  — гамма-функция [8]. Это распределение было предложено в работе [13] для описания флуктуаций интенсивности оптической волны в турбулентной атмосфере при сильных флуктуациях. Видно, что независимо от типа волны при увеличении индекса мерцаний  $\beta$  экспериментальные распределения моментов отклоняются от логарифмически нормальной зависимости и приближаются к линиям, соответствующим  $K$ -распределению. На основании этого в работах [13–15], где в измерениях использовалась только квазисферическая волна, делается вывод о применимости  $K$ -распределения для описания плотности вероятности флуктуаций интенсивности. Следует также отметить, что наши данные для моментов сферической волны хотя и близки, но несколько выше соответствующих значений, полученных в [14] (см. в [14] рис. 2, 3), и имеют меньший разброс. Как будет видно из дальнейшего, это связано с большим динамическим диапазоном регистрирующей аппаратуры и временем регистрации реализации.

На рис. 5 приведены типичные гистограммы мгновенных значений интенсивности сферической волны для опорной (прямой;  $\beta_{\text{оп}}=0,98$ ) и отраженной ( $\beta_{\text{отр}}=1,7$ ) волн, а также узкого коллимированного пучка ( $\beta_{\text{отр}}=1,97$ ) на трассе с отражением. Сплошные линии 1, 2 соответствуют логарифмически нормальному распределению (1) с теми же значениями параметров  $\langle I \rangle$  и  $\beta^2$ , что и в эксперименте; пунктирная линия 4 соответствует  $K$ -распределению (2) с параметрами, соответствующими данным при  $\beta=1,7$ . Вертикальными скобками обозначен максимальный 95-процентный доверительный интервал оценки значений плотности вероятностей, который достигается в измерениях при крайних значениях отношения  $I/\langle I \rangle = 0,03 \div 0,06$   $I/\langle I \rangle = 20 \div 30$ . Для наиболее вероятных значений интенсивности величины доверительного интервала примерно в 2,5 раза меньше. Оценка доверительного интервала рассчитана согласно [19] (с. 208) в предположении: флуктуации интенсивности распределены по логарифмически нормальному, а случайные ошибки — по нормальному законам. Видно, что при  $\beta=0,98$  в широком диапазоне значений нормированной интенсивности гистограммы очень хорошо аппроксимируются логарифмически нормальным распределением. Для сильных флуктуаций ( $\beta=1,7$ ) заметное отклонение от логарифмически нормального распределения наблюдается при глубоких замираниях интенсивности и в окрестности аргумента  $I \simeq I_m$ , соответствующей модальному значению  $P(I_m)$ . При этом с увеличением индекса мерцаний положение моды  $P(I_m)$  и медианы  $P(I_0)$  относительно среднего значения  $\langle I \rangle$  близко к соответствующим значениям логарифмически нормального распределения:

$$\frac{I_m}{\langle I \rangle} = \frac{1}{(1 + \beta^2)^{3/2}}, \quad \frac{I_0}{\langle I \rangle} = \frac{1}{(1 + \beta^2)^{1/2}},$$

однако значения гистограммы при  $I_m$  выше, чем у зависимости (1), при хорошем совпадении в области  $I > \langle I \rangle$ . Это, естественно, приводит

к более крутому спаду значений гистограммы относительно логнормального распределения в области глубоких замираний  $I \ll \langle I \rangle$ .

Отмеченное поведение гистограммы при значениях параметра  $\beta_0 \approx 2$  является характерным для всех типов волн, и в случае квазиплоской волны при значениях  $I > \langle I \rangle$  отмечалось ранее в [16] для нескольких больших значений  $\beta_0$ . Для области значений  $I < \langle I \rangle$  используемая в [16] аппаратура [20] не обеспечивает нужную разрешающую способность измерений одновременно во всем диапазоне изменений интенсивности, которую можно наблюдать за время регистрации (около четырех минут) при значениях  $\beta = 2 \div 2,5$  (см. рис. 1 в [16] или рис. 6.16 в [12]).

Из данных на рис. 5 видно, что  $K$ -распределение значительно хуже аппроксимирует гистограмму, чем логарифмически нормальное при глубоких замираниях ( $I \leq 0,06 \langle I \rangle$ ), и они имеют примерно одинаковое расхождение с экспериментом в районе модальных значений флуктуаций  $I_m$ .

3. Противоречивое поведение экспериментальных нормированных моментов (рис. 4) и гистограмм мгновенных значений (рис. 5) становится понятным, если проанализировать реальные ошибки определения высших моментов  $\langle I^m \rangle$ . За конечное время измерения  $T$  (длительность реализации) не появляются, как правило, маловероятные значения случайного процесса. Так, если за время  $T$  объем выборки  $N$  составит  $10^6$  значений, то реально в выборке не встречаются такие значения сигнала, вероятность которых в разумно выбранном интервале  $\Delta I$  меньше, например,  $10^{-10}$ . Более того, в силу характера самого процесса измерений аппаратура настраивается на наиболее вероятные значения сигнала, и, следовательно, очень редкие, маловероятные значения сигнала будут искажены. Поэтому реальные оценки погрешности измерений должны учитывать оба взаимно связанных фактора вместе: конечность выборки по времени и ограниченность динамического диапазона регистрирующей аппаратуры. Имеющиеся оценки смещений первых двух моментов (см. [12], с. 181) учитывают только ограниченность динамического диапазона. Статистический разброс высших моментов за счет конечной длительности реализации [21] оценивался в частных случаях в предположении неограниченности динамического диапазона. В этой связи для объяснения экспериментальных данных мы приведем основные результаты по реальной точности оценок высших моментов, развернутое изложение которых составляет предмет отдельной работы.

Величину смещения  $m$ -го момента за счет ограниченности динамического диапазона и времени наблюдения  $T$  можно приближенно вычислить, рассчитав усеченный момент  $\langle I_y^m \rangle$ :

$$\langle I_y^m \rangle = \int_{I_{\min}}^{I_{\max}} I^m P(I) dI,$$

где  $I_{\min}$ ,  $I_{\max}$  — минимальное и максимальное значения сигнала в реализации. Для логарифмически нормального распределения  $P(I)$  в виде (1) при отсутствии существенного ограничения сигнала во время реализации нетрудно получить выражение для отношения  $\langle I_y^m \rangle / \langle I \rangle^m$ , характеризующего смещение оценки  $m$ -го момента при естественном предположении  $I_{\min} \ll \langle I \rangle$ ,  $I_{\max} \gg \langle I \rangle$ :

$$\delta_m = \frac{\langle I_y^m \rangle}{\langle I \rangle^m} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\ln I_{\max} - \xi}{\sigma \sqrt{2}} - \frac{m\sigma}{2} \right) \right], \quad (3)$$

где  $\operatorname{erf}(x)$  — интеграл вероятностей [18]. Расчеты смещения для условий эксперимента ( $I_{\min} \approx 1 \div 2$ ,  $I_{\max} / \langle I \rangle = 20 \div 45$ ) показали, что для

первого момента им можно пренебречь. Существенное зашумление старших моментов начинается при  $\beta > 1$ . Например, для индекса мерцания  $\beta^2 = 2,9$ ,  $\langle I \rangle = 109$ ,  $I_{\max} = 4095$  (полное использование динамического диапазона, равного 4095 единицам двоичного кода, без ограничения во времени записи реализации 2, 3'') значения величины  $\delta_m$  составляют 0,65, 0,14, 0,013 соответственно для  $m = 3, 4, 5$ .

Как видно из рис. 4, смещение экспериментальных данных при этих значениях  $\beta^2$  удовлетворительно согласуется по порядку величины с приведенными оценками их отклонения от моментов логарифмически нормального распределения. Систематическое занижение экспериментальных значений относительно третьего и четвертого моментов логарифмически нормального распределения отмечалось ранее в [16, 12] без количественной оценки погрешности измерений. Проведенные нами расчеты по формуле (3) по данным, приведенным в [12] на стр. 182 ( $\beta^2 = 1,18$ ,  $I_{\max} = 27\langle I \rangle$ ,  $\langle I \rangle = 1$ ), дали значения  $\delta_3 = 0,936$ ,  $\delta_4 = 0,74$ , совпадающие с соответствующими отношениями экспериментальных и логарифмически нормальных моментов [12] (табл. 6.1).

Приближенное выражение для дисперсии оценки  $m$ -го усеченного момента,

$$\sigma_{my}^2 \approx \frac{2}{m^2 \sigma^2} \frac{\tau_k}{T} \langle I_y^{2m} \rangle, \quad \tau_k \ll T, \quad (4)$$

получается при задании модели случайного процесса в виде [21]:  $I(t) = \exp(y(t))$ , где  $y(t)$  — гауссов случайный процесс со средним значением  $\xi$ , дисперсией  $\sigma^2$  и коэффициентом корреляции  $b(\tau)$ :

$$b(\tau) = \begin{cases} 1 - |\tau|/\tau_k, & |\tau| \leq \tau_k \\ 0, & |\tau| > \tau_k \end{cases}$$

Тогда, используя связь между моментами распределения (1)  $\langle I^{2m} \rangle = \langle I^m \rangle e^{m^2 \sigma^2}$  формулы (3), (4), получим зависимость относительной среднеквадратической погрешности оценки усеченного момента

$$\begin{aligned} \tilde{\sigma}_{my} &= \frac{\sigma_{my}}{\langle I_y^m \rangle} = 2 \left( \frac{\tau_k}{T} \right)^{1/2} \frac{\exp(m^2 \sigma^2 / 2)}{m \sigma} \times \\ &\times \frac{\left[ 1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\ln I_{\max} - \xi}{\sigma \sqrt{2}} - \frac{2m\sigma}{\sqrt{2}} \right) \right]^{1/2}}{1 + \operatorname{erf} \left( \frac{\ln I_{\max} - \xi}{\sigma \sqrt{2}} - \frac{m\sigma}{\sqrt{2}} \right)}, \end{aligned} \quad (5)$$

учитывающую параметры процесса  $\xi$ ,  $\sigma$ ,  $\tau_k$ , время наблюдения  $T$  и величину  $I_{\max}$ , характеризующую динамический диапазон измерительной аппаратуры. При  $I_{\max} \rightarrow \infty$  из (5) получаем формулу

$$\tilde{\sigma}_m = \frac{\sigma_m}{\langle I^m \rangle} = \left( \frac{2\tau_k}{T} \right)^{1/2} \frac{\exp(m^2 \sigma^2 / 2)}{m \sigma}, \quad (6)$$

расчеты по которой удовлетворительно согласуются с данными, приведенными в [21] для случая  $\sigma = 1$ ,  $\xi = 0$ ,  $b(\tau) = e^{-\tau}$ , что указывает на относительно слабое влияние конкретного вида коэффициента корреляции  $b(\tau)$  на величину случайной ошибки при  $\tau_k \ll T$ .

Расчеты величины  $\tilde{\sigma}_{my}$  для реализаций 2, 3'' ( $\langle I \rangle = 109$ ,  $I_{\max} = 4095$ ,  $\beta^2 = 2,9$ ,  $\tau_k = 10^{-2}$  с,  $T \approx 220$  с) дают следующие значения:  $\tilde{\sigma}_{3y} = 0,07$ ,

$\tilde{\sigma}_{4y} = 0,11$ ,  $\tilde{\sigma}_{5y} = 0,23$ . Как видно из рис. 4, они по порядку величины близки к наблюдающемуся разбросу экспериментальных данных и существенно меньше величины смещения соответствующих моментов. В то же время расчеты по формуле (6) дают для тех же реализаций значения  $\tilde{\sigma}_3 = 1$ ,  $\tilde{\sigma}_4 = 98$ , что превышает в несколько раз величину разброса не только наших данных, но и результатов [13-15], что явно указывает на необходимость учета ограниченности диапазона значений, принимаемых случайной величиной в процессе измерения. Аналогичные выводы получены для всего диапазона сильных флуктуаций, реализованного в эксперименте. Реализации, для которых проводились такие оценки величины смещения и дисперсии оценок высших моментов, обозначены на рис. 4 цифрами.

Аналогичный анализ ошибок измерений высших моментов для  $K$ -распределения встречает вычислительные трудности. Однако из проведенного анализа совершенно ясно, что если бы плотность вероятностей флуктуаций интенсивности описывалась этой зависимостью, то экспериментальные данные для высших моментов были бы заметно ниже расчетных, которые представлены пунктирными линиями на рис. 4. Поэтому выводы работ [13-15], сделанные на основе сравнительного анализа поведения высших моментов интенсивности без учета реальных ошибок их измерения для рассматриваемых значений параметров  $\beta$  и  $\beta_0$ , следует считать необоснованными. Этот вывод и наш анализ согласуются с данными на рис. 5 и выводами работы [16], поскольку имеющиеся различия между гистограммами и распределением (1) при значениях  $I \ll \langle I \rangle$  определяют небольшое отличие экспериментальных и логарифмически нормальных моментов по сравнению с ошибками измерений. Тем не менее это различие гистограмм и (1) указывает на характер эволюции плотности распределения при увеличении параметра  $\beta_0$ : по сравнению с модой соответствующего логарифмически нормального закона увеличивается значение моды экспериментального распределения. Положение самой моды относительно среднего значения  $\langle I \rangle$  сдвигается к значению  $I=0$ .

Следует отметить еще один недостаток  $K$ -распределения применительно к рассматриваемой проблеме. Как известно [13], выражение (2) определено только для значений индекса мерцаний  $\beta > 1$ . Тем самым оно не обеспечивает единого перехода по параметру  $\beta_0$  от слабых флуктуаций к сильным [12] так, как это должно быть по физической сути явления [9]. Развигый в этой работе подход позволяет рассчитывать соответствующие поправки к экспоненциальному распределению при сильных флуктуациях, однако они существенны при больших значениях параметра  $\beta_0$ , которые не реализовались в данных измерениях и поэтому здесь не рассматриваются.

Авторы признательны А. С. Гурвичу за внимание и обсуждение вопросов, касающихся законов распределения плотности вероятностей, Е. А. Монастырному, А. П. Ростову, Т. П. Печеркиной за помощь в проведении измерений и расчетов на ЭВМ.

#### ЛИТЕРАТУРА

- 1 Гельгафт В. И. — Акуст. журн., 1976, 22, № 1, с. 123
- 2 Гурвич А. С., Кашкаров С. С. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 5, с. 794
- 3 Кашкаров С. С. Препринт ИФА АН СССР — М., 1978
- 4 Аксенов В. П. и др. — В сб. Распространение оптических волн в случайно-неоднородной атмосфере — Новосибирск: Наука, 1979, с. 40
- 5 Андреев Г. А., Захаров А. С., Клейн А. Г., Чулков Б. И. — Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн Ч. II. — М.: Наука, 1981, с. 91.



6. Бороноев В В, Занданова Г И, Миронов В Л, Попаухин В И, Трубачев Э А—Тезисы докладов XIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн Ч. II—М: Наука, 1981, с. 132
7. Vensimon D., Erglander A, Shtrikman S., Freves D—Appl Opt, 1981, 20, № 6, p. 947.
8. Коваль С. С., Патрушев Г. Я, Петров А И., Покасов В. В—Изв вузов—Радиофизика, 1980, 23, № 3, с 326
9. Гочелашвили К. С., Шишов В И—ЖЭТФ, 1978, 74, № 6, с. 1974.
10. Вакуров Т Ф, Ростов А П—Тезисы докладов VI Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере—Ч II—Томск, 1981, с 190.
11. Патрушев Г Я—Квантовая электроника, 1978, 5, № 11, с 2342
12. Гурвич А С., Кош А И., Миронов В Л, Хмелевцов С С—Лазерное излучение в турбулентной атмосфере.—М: Наука, 1976.
13. Raggu G, Pusey P.—J. Opt Soc Amer, 1979, 69, № 5, p 796
14. Phillips R, Andrews L—J Opt. Soc. Amer, 1981, 71, № 12, p. 1440
15. Raggu G—Optica Acta, 1981, 28, № 5, p 715
16. Грачева М Е, Гурвич А С, Ломадзе С О, Покасов В В, Хрупин А С—Изв вузов—Радиофизика, 1974, 17, № 1, с 105
17. Прохоров Ю В., Розанов Ю А Теория вероятностей—М: Наука, 1973
18. Справочник по специальным функциям/Под ред Абрамовича М И, Стеган И—М Наука, 1979
19. Бендат Д, Пирсол А Измерение и анализ случайных процессов—М: Мир, 1974
20. Бовшеверов В М, Ким Е К, Ломадзе С О. Препринт ИФА АН СССР.—М., 1974
21. Алексеев В Г.—Изв АН СССР—Техническая кибернетика, 1970, № 6, с 171.

Институт оптики атмосферы  
СО АН СССР

Поступила в редакцию  
23 августа 1982 г

## INTENSITY FLUCTUATIONS OF MIRROR-REFLECTED OPTICAL BEAMS IN A TURBULENT ATMOSPHERE

*G. Ya Patrushev, A. I Petrov, V. V. Pokasov*

The experimental data have been obtained which characterize the value and region of spatial localization of the amplification effect of the mirror-reflected optical wave intensity fluctuations in a turbulent atmosphere. The fluctuation amplification has been shown to be strongly dependent on the diffraction size of the emitting aperture and propagation conditions. At weak fluctuations the amplification is described sufficiently well using a smooth perturbation method; at strong fluctuations the plane wave amplification is not fact observed. The high-order normalized moments and histograms of intensity are compared with the corresponding data on the lognormal- and  $K$ -distributions. The  $K$ -distribution is not shown to be satisfactory approximation of the intensity fluctuation probability distribution density.

---