

Г.Я. Патрушев, А.И. Петров, О.А. Рубцова

ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРИ ЛОКАЦИИ РЕШЕТКИ УГОЛКОВЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Анализируются экспериментальные данные по дисперсии и плотности вероятностей флуктуаций интенсивности при отражении сферической волны от двумерной решетки призматических угловых отражателей. Показывается, что в зависимости от интенсивности турбулентности и длины трассы распространения относительные флуктуации насыщаются на уровень, соответствующий сфокусированному пучку излучения на прямой трассе с эффективным начальным размером, равным диаметру решетки отражателей. При слабых флуктуациях интенсивности их плотность вероятностей в области замираний существенно отличается от логарифмически нормальной и лучше согласуется с универсальной; при насыщенных флуктуациях экспериментальные гистограммы удовлетворительно аппроксимируются универсальными и K -распределениями. Экспериментальные значения дисперсии существенно отличаются от расчетных [7].

В настоящее время различные статистические характеристики флуктуаций интенсивности оптической волны, отраженной от углового отражателя, исследовались теоретически и экспериментально в целом ряде работ ([1–4] и литература к ним). Для практики представляет большой интерес случай отражения от пространственной решетки угловых отражателей, которые используются, например, при локации космических объектов [5]. В работе [6] рассматривалась пространственная структура распределения интенсивности без учета влияния турбулентности атмосферы применительно к условиям лазерной локации искусственных спутников Земли. Исследование флуктуационных характеристик интенсивности и потока излучения при совместном влиянии турбулентности атмосферы и интерференции волн от отдельных отражателей, образующих решетку, проводилось в работах [7, 8]. При сравнении модельных расчетов [7] с реальным экспериментом, проведенным с использованием угловых отражателей, размещенных на искусственном спутнике Земли GEOS-4 [8], обнаружилось их значительное расхождение, которое объяснялось авторами сглаживающим действием аппаратуры на величину флуктуации за счет недостаточно широкой полосы пропускания электрических цепей приемного тракта.

В настоящей статье анализируются экспериментальные данные по флуктуациям интенсивности направленной сферической волны при отражении от двумерной матрицы призматических угловых отражателей в зависимости от уровня атмосферной турбулентности и сравниваются с данными работы [7]. Предлагается для описания зависимости величины флуктуаций интенсивности от длины трассы и уровне турбулентности ввести структурную функцию флуктуации фазы на диаметре отражателя. Установлено, что флуктуации интенсивности, в зависимости от структурной функции флуктуаций фазы, насыщаются на уровень, соответствующий сфокусированному пучку. В работе проводится также анализ поведения плотности вероятностей флуктуаций интенсивности от уровня атмосферной турбулентности и сравнение с законами универсального и K -распределения. Показано, что насыщенные флуктуации интенсивности хорошо аппроксимируются этими распределениями.

Эксперимент проводился с использованием аппаратуры и методики измерений, описанных в [9, 10]. На излучателе формировался режим направленной сферической волны со значением волнового параметра, большим 100. Отражатель располагался на расстоянии $L = 500$ м и $L = 1250$ м от источника. Он представлял собой компактную двумерную решетку из 12-ти призматических угловых отражателей. Общий диаметр решетки составляет $2R = 12,5$ см, диаметр одного отражателя $\approx 2,6$ см. Расположение уголков в решетке близко к гексагональному. Сами уголки были весьма высокого качества. Так, отклонение двугранных углов при вершине от прямого в двух отдельных уголках не превышало $8''$, в остальных — $2''$. В угловых отражателях задние отражающие грани были покрыты металлом, что позволяет считать их с точки зрения отражающих свойств близкими к гипотетическому плоскому зеркалу [11], которое направляет падающее на него излучение на источник. Размер уголка уже на трассе 500 м меньше диаметра первой зоны Френеля. Поляризационная селекция излучения при приеме не проводилась. Диаметр входной диафрагмы перед приемником составил примерно 0,5 мм.

На рис. 1 приведена зависимость нормированных среднеквадратических значений флуктуаций интенсивности $\beta^2 = \langle I^2 \rangle \langle I \rangle^{-2} - 1$ ($\langle \dots \rangle$ означают временное среднее) от величины структурной функции разности фаз сферической волны $D_s(2R, L)$ на разносе, равном диаметру двумерной решетки:

$$D_s(2R, L) = 1,1 C_n^2 k^2 (2R)^{5/3},$$

где k — волновое число; C_n^2 — структурная характеристика показателя преломления. Здесь же для сравнения приведены значения параметра $\beta_0^2 = 1,21 C_n^2 k^7 L^{11/6}$, характеризующего условия распро-

странения. Сплошная линия 1 соответствует зависимости β от величины $D_s(2R, L)$, приведенной в [12] для сфокусированного пучка на прямой трассе; штриховая линия 2 представляет глазомерную аппроксимацию экспериментальных данных.

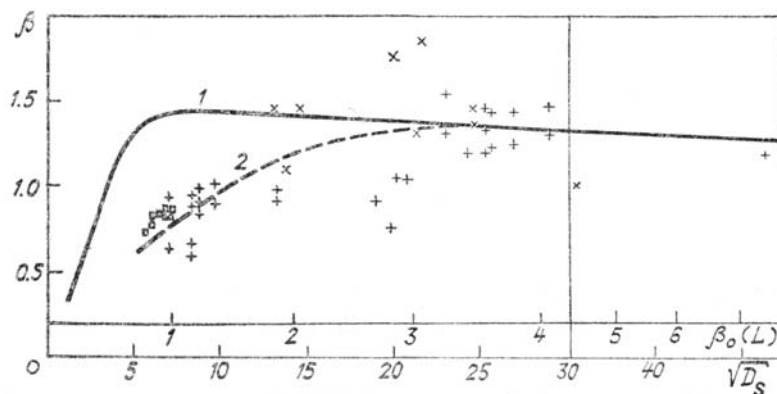


Рис. 1. Зависимость нормированных среднеквадратических значений флуктуаций интенсивности β от структурной функции разности фаз $D_s(2R, L)$: \times — $L = 1250$ м, 1986 г.; $+$ — $L = 1250$ м, 1983 г.; \square — $L = 500$ м, 1983 г.

Выбор параметра $D_s(2R, L)$ в качестве величины, от которой зависит индекс мерцаний β , обусловлен следующим. Пусть в точке O (рис. 2) находится источник сферической волны, на расстоянии L от него расположены отражатели: набор уголков или плоское зеркало. При отражении от зеркала структура волны останется без изменений (лучи 1, 1' на рис. 2); при отражении от набора уголков структура волны существенно изменится. Действительно, каждый уголок трансформирует фазу отраженной волны относительно своей оптической оси по формуле $\psi_{отр}(r_n) = -\psi_{пад}(r_n)$, где r_n — радиус-вектор оптической вершины n -го уголка (лучи 2, 2' на рисунке). Это приводит к тому, что волна разбивается на отдельные пучки, а каждый пучок, отраженный, от уголка, падает на источник. Размер d отдельного пучка в плоскости источника O будет определяться дифракцией на отдельном уголке. Другими словами, в случае отражения сферической волны от компактной двумерной решетки уголкового отражателя ее можно приближенно считать некоей самофокусирующей системой, у которой величина фокусного (f) расстояния совпадает с длиной трассы $f = L$, а размер пятна в фокусе d определяется дифракцией на размере уголкового отражателя и уровнем турбулентности на трассе.

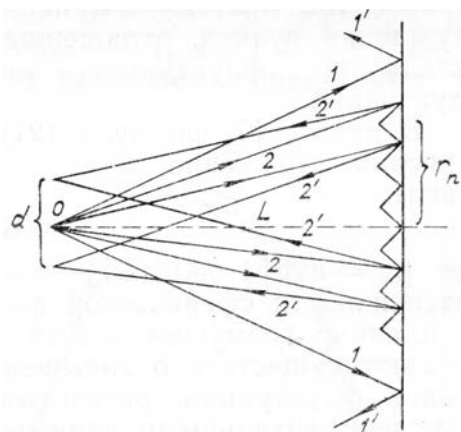


Рис. 2. Особенности отражения сферической волны от решетки уголкового отражателя в сравнении с отражением от плоского зеркала

Действительно, в эксперименте визуально наблюдался размер пятна в плоскости приема примерно в 2 раза больше размера одного уголка на трассе $L = 500$ м и в 2,5 раза — на трассе $L = 1250$ м. Как видно из представленных на рис. 1 данных, насыщение флуктуации интенсивности происходит на уровне $\beta = 1,3-1,4$, практически таком же, как и в сфокусированном пучке [12], однако при существенно больших значениях параметра $D_s(2R, L)$. По-видимому, это связано с тем, что при отражении волны от уголка происходит частичное обращение ее волнового фронта. Это приводит к более медленному, чем на прямой трассе, возрастанию флуктуаций при увеличении параметра $D_s(2R, L)$. Заметим, что уровень флуктуаций при этом существенно меньше, чем при отражении сферической волны от зеркального диска, а насыщение флуктуаций в отличие от прямого распространения происходит монотонно (кривая насыщения не имеет максимума с последующим уменьшением флуктуаций).

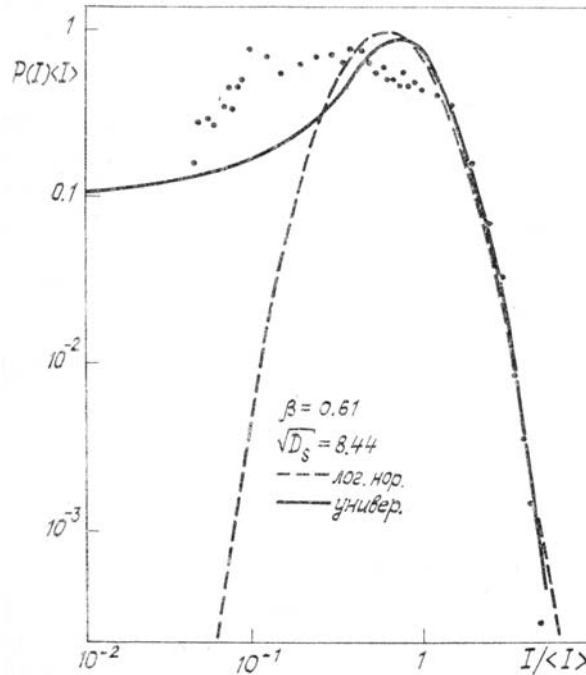


Рис. 3. Сравнение гистограммы $P(I)$ нормированных значений интенсивности $I/\langle I \rangle$ с логарифмически нормальным (2) и универсальным (4) распределением при слабых флуктуациях ($\beta = 0,61$)

Совпадение значений β , полученных на трассах, отличающихся по длине в 2,5 раза, подтверждает целесообразность выбора параметра $D_s(2R, L)$ в качестве величины, определяющей уровень флуктуаций. Большой разброс экспериментальных данных на длинной трассе, существенно превышающий возможные ошибки измерений, по-видимому, связан с перемежаемостью атмосферы [17], а также вариацией такого параметра, как внутренний масштаб турбулентности. В то же время 30 реализаций, полученных на трассе 500 м, уложились в узком диапазоне значений, поэтому на графике мы смогли показать только некоторые из них.

Пространственное распределение индекса мерцаний β в пределах дифракционного размера луча, отраженного от отдельного уголкового отражателя, практически не меняется. Это означает, что случайные блуждания пучков, отраженных от уголков, не вносят существенного вклада во флуктуации интенсивности в условиях насыщения флуктуаций.

В работе [7, формула (21)] на основе качественных рассуждений записано выражение для величины β^2 для рассматриваемого случая в виде

$$\beta^2 = 6\beta_A^2 + 2(\beta_A^2)^2, \quad (1)$$

где $\beta_A^2 = \exp[4 \cdot 0,48\beta_0(L)] - 1$ — относительная дисперсия флуктуаций интенсивности сферической волны, вычисленная в приближении метода плавных возмущений. Как видно из рис. 1, расчеты по этой формуле дают существенно завышенный уровень флуктуаций. Завышение уровня флуктуаций, рассчитываемых по формуле (1), по сравнению с экспериментальными данными отмечалось в [8], однако оно «объяснялось» сглаживающим действием аппаратуры на величину β за счет ограниченности частотного диапазона электрического тракта.

Более полную информацию о характере флуктуаций процесса дает плотность вероятностей его мгновенных значений. На рис. 3–5 приведены характерные гистограммы мгновенных значений интенсивности I для различных значений индекса мерцаний и структурной функции фазы $D_s(2R, L)$. Здесь же для сравнения нанесены модельные плотности вероятностей: логарифмически нормального [12]:

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

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

K -распределения [13]:

$$P(I) \langle I \rangle = \frac{2}{\Gamma(y)} y^{(y+1)/2} I^{(y-1)/2} K_{y-1}[2(Iy)^{1/2}]; \quad (3)$$

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

где $K_\nu(z)$ — функция Макдональда [16] и универсального распределения [14]:

$$P(I) = \frac{1}{2} \int_0^\infty z J_0(z \sqrt{I}) {}_1F_1\left(M, 1; -\frac{cz^2}{4M}\right) {}_1F_1\left(m, 1; -\frac{bz^2}{4m}\right) dz, \quad (4)$$

где ${}_1F_1(\alpha, \beta; z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция [16]. K -распределение удовлетворительно описывает экспериментальные данные в области насыщенных флуктуаций [9], в то время как распределение (4) согласно [14] описывает плотность вероятностей интенсивности для всей области значений параметра β . Подчеркнем, однако, что эти выводы были сделаны только на основе анализа поведения высших нормированных моментов (до пятого включительно). При этом не было учтено их смещение на основе оценки по экспериментальным данным [15]. Вид распределения (4) зависит от отношения амплитуд r прямой $\langle A^2 \rangle = c$ и многократно рассеянной (диффузной) $\langle R^2 \rangle = b$ компонент волны ($r = c/b$). При сравнении с экспериментом параметры распределения M , m и коэффициент r определялись по методике, изложенной в [14], путем решения трех уравнений, получаемых из выражения для моментов интенсивности:

$$\langle I^n \rangle = \left(\frac{b}{m}\right)^n \sum_{\kappa=0}^n C_n^\kappa \frac{\Gamma(M + \kappa) \Gamma(m + n - \kappa)}{\Gamma(M) \Gamma(m)} \left(\frac{r m}{M}\right)^\kappa, \quad (5)$$

$n = 1, 2, 3 \dots$

Были проанализированы гистограммы мгновенных значений интенсивности для 50 реализаций, полученных на трассах 500 и 1250 м и проведено сравнение с законами (2–4) на более характерных из них. Как видно из экспериментальных данных на рис. 3, уже при слабых флуктуациях ($\beta < 1$), когда при отражении от плоского зеркала флуктуации хорошо аппроксимируются логарифмически нормальным распределением [9], в рассматриваемом случае наблюдается существенно большая вероятность глубоких замираний. Для области выбросов $(I/\langle I \rangle) > 1$ все рассматриваемые зависимости (2)–(4) и экспериментальные данные неплохо согласуются друг с другом. В области замираний универсальное распределение ближе к экспериментальным значениям, чем логарифмически нормальное, но все же различие их велико, и в тех задачах, где важна статистика замираний сигнала, эта модель не может служить хорошей аппроксимацией реальных данных. В области насыщенных флуктуаций распределения (3) и (4) хорошо аппроксимируют экспериментальные данные во всей области значений интенсивности, реализованной в измерениях. Здесь K -распределение имеет преимущество перед универсальным как более простое и зависящее от меньшего числа параметров.

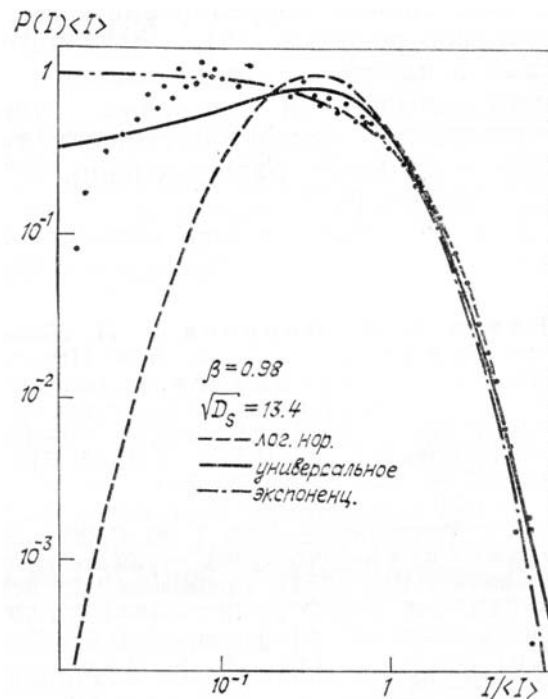


Рис. 4. Сравнение гистограммы $P(I)$ нормированных значений интенсивности $I/\langle I \rangle$ с распределениями (2), (4) и экспоненциальным при $\beta \approx 1$

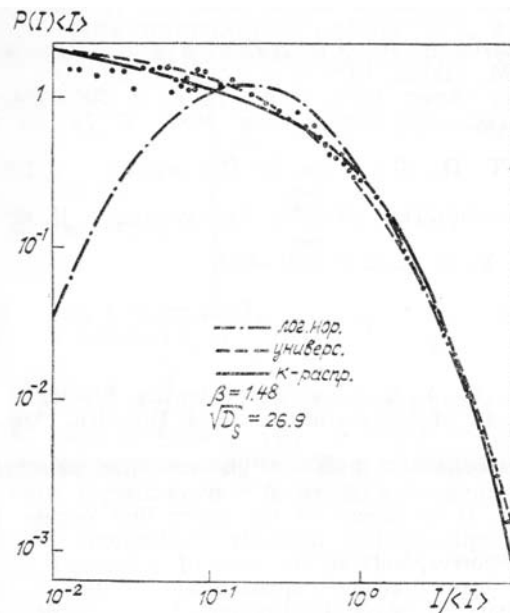


Рис. 5. Сравнение гистограммы $P(I)$ с распределениями (2)–(4) при насыщенных флуктуациях ($\beta = 1,48$)

Как уже отмечалось, поле направленной сферической волны при отражении оси решетки уголкового отражателя является суперпозицией парциальных волн, пришедших от отдельных уголков. Поскольку в эксперименте их число достаточно велико (двенадцать), то можно было бы считать выполненными условия центральной предельной теоремы, применение которой приводит к рэлеевскому распределению суммарной амплитуды, а следовательно, к экспоненциальному распределению интенсивности. Однако такие рассуждения здесь не правомерны. Действительно, вариации интерференционной картины в плоскости наблюдения в первую очередь вызываются флуктуациями фазы, которые еще сильно коррелированы на расстоянии порядка размера используемой решетки [12] и, следовательно, условие независимости слагаемых в нашем случае не выполняется. Это объясняет, почему флуктуации насыщаются на уровне, существенно большем чем единица, а гистограмма экспериментальных данных значительно отличается от экспоненциального распределения в области замираний ($I \ll \langle I \rangle$) при значениях $\beta = 1$.

В заключение авторы выражают признательность А.П. Ростову и О.А. Пелымскому за помощь в работе.

1. Банах В.А., Миронов В.Л. Локационное распространение лазерного излучения в турбулентной атмосфере. Новосибирск: Наука. 1986. 197 с.
2. Банах В.А., Булдаков В.М., Смалихо И.Н. // В кн.: Материалы VIII Весес. симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Ч. III. Томск: ТФ СО АН СССР. 1986. С. 150–152.
3. Патрушев Г.Я., Петров А.И., Покасов В.В. // Оптика и спектроскопия. 1986. Т. 61. Вып. 3. С. 587–589.
4. Григорьевский В.И., Ломакин А.Н., Тараканов С.В. // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1986. Т. 29. С. 364–365.
5. Применение уголкового отражателя при лазерной локации космических объектов / Под ред. П.П. Ерпылаева. М.: Астросовет АН СССР. 1932. С. 143.
6. Матвеев Д.Т., Чепурнов Б.Д. // В сб.: Наблюдение искусственных спутников Земли. М.: Астросовет АН СССР. 1984. № 2. (ч. II). С. 383–387.
7. Bufton J.L., Iyer R.S., Taylor L.S. // Appl. Optics. 1977. V. 16. № 9. P. 2408–2413.
8. Bufton J.L. // Appl. Optics. 1977. V. 16. № 9. P. 2654–2660.
9. Патрушев Г.Я., Петров А.И., Покасов В.В. // Изв. вузов СССР Радиофизика. 1983. Т. 26. № 7. С. 823–831.
10. Исакова А.И., Монастырный Е.А., Патрушев Г.Я. и др. // Автометрия. 1987. № 4. С. 15–20.
11. Корнеев В.И., Денисюк Г.В. // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7. Вып. 10. С. 635–638.
12. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. // М.: Наука. 1976.
13. Papp G., Pusey P.N. // J. Opt. Soc. Amer. 1979. V. 69. № 5. P. 796–798.
14. Phillips R.L., Andrews L.G. // J. Opt. Soc. Amer. 1982. V. 72. № 7. P. 864–870.
15. Патрушев Г.Я., Печеркина Т.П., Ростов А.П. // Автометрия. 1985. № 3. С. 22–26.
16. Справочник по специальным функциям. / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Мир. 1979. 832 с.
17. Tatarskii V.I. // Radio Science. 1987 V. 22. № 6. P. 859–864.

G. Ya. Patrushev, A. I. Petrov, O. A. Rubtsova. **Intensity Fluctuations of the Laser Beam Reflected from an Array of Retroreflectors in a Turbulent Atmosphere.**

The paper presents an analysis of experimental data on the variances and probability densities for the intensity fluctuations of a spherical wave reflected from a two-dimensional array of corner reflectors. It is shown in the paper that depending on the turbulence intensity and path length relative intensity fluctuations of the beam tend to saturate at the level which corresponds to the case of a focused beam and one way propagation if the initial beam diameter equals the diameter of the retroreflectors array. The probability density of weak fluctuations in the region of fading essentially differs from lognormal law and it is better approximated by the universal one. In the case of saturated fluctuations the experimental histograms are well described by the universal and K -distributions. Experimental values of the fluctuations variance strongly differ from those calculated in [7].