

УДК 621.378.621.371

ИЗМЕРЕНИЯ ДИСПЕРСИИ «СИЛЬНЫХ» ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

М. Е. Грачева, А. С. Гурвич, М. А. Каллистратова

Приведены результаты измерений среднеквадратичных значений «сильных» флуктуаций логарифма интенсивности плоской и сферической световых волн, распространяющихся на горизонтальных трассах длиной 250 и 1750 м в условиях больших значений структурной постоянной флуктуаций показателя преломления атмосферы C_n ($C_n \lesssim 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1/3}$). Источником света служил газовый лазер ($\lambda = 0,63 \text{ мкм}$), работающий в режиме осевых колебаний с высококачественным коллиматором (D апертуры = 50 см). Приемник был точечным. Исследована зависимость $\sigma_I = f(2\sigma_0)$, где σ_0 — среднеквадратичное значение флуктуаций логарифма амплитуды волн, рассчитанное методом плавных возмущений. Для плоской и сферической волн, так же как и для белого света, наблюдается максимум величины σ_I при $\sigma_0 \sim 1$. При дальнейшем увеличении σ_0 наблюдается медленный спад σ_I . Значение максимальной величины σ_I для сферической волны выше, чем для плоской.

Экспериментально установлено, что флуктуации интенсивности световой волны, прошедшей через атмосферу, носят существенно различный характер в области «слабых» и «сильных» флуктуаций [1-5].

В области «слабых» флуктуаций дисперсия флуктуаций логарифма интенсивности $\sigma_I^2 = \langle (\ln I / \langle I \rangle)^2 \rangle$ равна [1]

$$\sigma_I^2 = 4\sigma_0^2, \quad (1)$$

где

$$\sigma_0^2 = 0,31 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \quad (2)$$

— для плоской волны и

$$\sigma_{0\text{сф}}^2 = 0,42 \sigma_0^2 \quad (3)$$

— для сферической волны (C_n — структурная постоянная флуктуаций показателя преломления, k — волновое число, L — путь в атмосфере).

В области «сильных» флуктуаций, где $\sigma_0^2 > 1$, величина σ_I перестает линейно расти с ростом величины σ_0 , но, как показывают приближенные расчеты [1] и измерения [3], остается функцией σ_0 :

$$\sigma_I^2 = f(\sigma_0^2). \quad (4)$$

Исследование «сильных» флуктуаций представляет большой интерес, поскольку в атмосфере на приземных трассах протяженностью больше километра практически всегда реализуется область сильных флуктуаций. Однако теоретическое определение вида зависимости (4) в области $\sigma_0 > 1$ представляет значительные математические трудности. Поэтому корректное экспериментальное определение этой зависимости и ее асимптотики при $\sigma_0 \gg 1$ для плоской и сферической волн имело бы большое значение для развития теории «сильных» флуктуаций.

Все имеющиеся в литературе экспериментальные данные [2-7] показывают наличие насыщения* величины σ_f^2 (во всяком случае, ниже не наблюдались значения $\sigma_f \geq 1,5$). Однако вид зависимости (4) и уровень насыщения у различных авторов различен, что объясняется разными условиями постановки экспериментов. Так, измерения [3] проводились с некогерентным светом, источник имел конечные размеры и форма волны не была четко определенной. В измерениях [4] с газовым лазером пучок света был слишком узким (видимый угловой размер светового пятна составлял около $10''$), вследствие чего на результаты измерения флуктуаций интенсивности могли влиять флуктуации положения светового пятна (этим, по-видимому, объясняется большой разброс данных). Кроме того, вследствие малого волнового параметра ($kD^2/L = 10$) приемник находился в переходной зоне излучателя. В работе [5] измерения велись со сферической волной, но на сильно неоднородной трассе, поэтому у авторов не было возможности аккуратно вычислять параметр σ_0 . В работах [6,7] параметр σ_0 совсем не определялся.

Поэтому для определения зависимости (4) в настоящей работе были повторены измерения σ_f^2 по методике [4] на однородной трассе с хорошо сформированным лазерным коллимированным пучком ($kD^2/L > 500$), который, как показано в [8], можно было рассматривать как плоскую волну, и со сферической волной.

Измерения с коллимированным пучком проводились на двух трассах $L_1 = 250$ м и $L_2 = 1750$ м одновременно с измерениями среднего уровня сигнала [8]. Все параметры трасс, передающей и приемной аппаратуры и условия эксперимента описаны в [8].

Измерения со сферической волной проходили только на трассе L_2 . Для образования сферической волны из коллиматора удалялся окуляр и пучок выходил из объектива коллиматора с угловым раствором $60''$ и имел на приемном конце диаметр около 50 см. Методика измерения σ_f^2 и определения σ_0^2 для сферической волны оставалась такой же, как для плоской волны.

На рис. 1 приведена зависимость среднеквадратичных значений флуктуаций логарифма интенсивности плоской волны σ_f от $2\sigma_0$, вычисленных по формуле (2). Сплошная линия на графике соответствует точному совпадению σ_f и $2\sigma_0$ в области «слабых» флуктуаций.

На рис. 2 представлена та же зависимость для сферической волны, причем $\sigma_{0\text{сф}}$ вычислялись по формуле (3).

На рис. 3 указаны средние кривые по данным рис. 1 и рис. 2. Здесь же нанесена зависимость $\sigma_f = f(\sigma_0)$ из [3], полученная с некогерентным светом. По оси абсцисс для плоской волны отложены значения $2\sigma_0$ (кривая 2), а для сферической — значения $2\sigma_{0\text{сф}}$ (кривая 3). Данные, полученные с некогерентным светом, сравниваются здесь, как и в [3], со значением σ_0 для плоских волн, хотя на трассах $L > 500$ м прожектор, применявшийся в [3], давал приближенно сферическую волну.

Из приведенных графиков следует, что для сферической и плоской волн так же, как и для некогерентной световой волны, характерно наличие максимума σ_f при величине параметра $\sigma_0 \sim 1$. При увеличении σ_0 из-за увеличения длины трассы L или интенсивности турбулентности C_n наблюдается медленный спад величины флуктуаций интенсивности.

* Термин «насыщение» не является удачным, так как с ростом σ_0^2 наблюдается сначала рост σ_f^2 , а затем спад. Однако этот термин встречается в большинстве работ, касающихся «сильных» флуктуаций, и мы его будем употреблять, подразумевая под ним «прекращение роста».

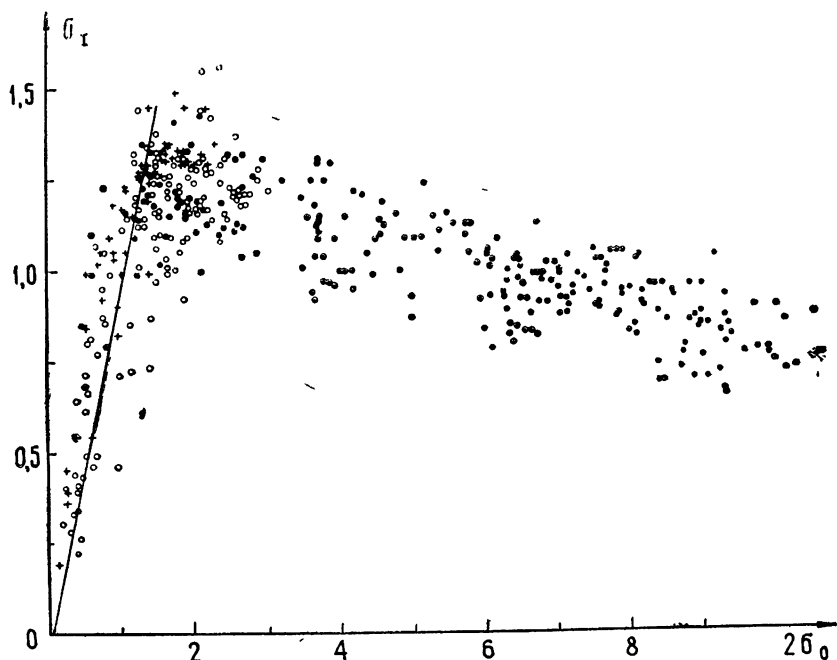


Рис. 1. Зависимость $\sigma_I = f(2\sigma_0)$ для плоской волны:

○ ○ ○ — $L = 250$ м (июль—август 1967 г.), + + + — $L = 250$ м (июль 1968 г.), /... — $L = 1750$ м (август 1968 г.).

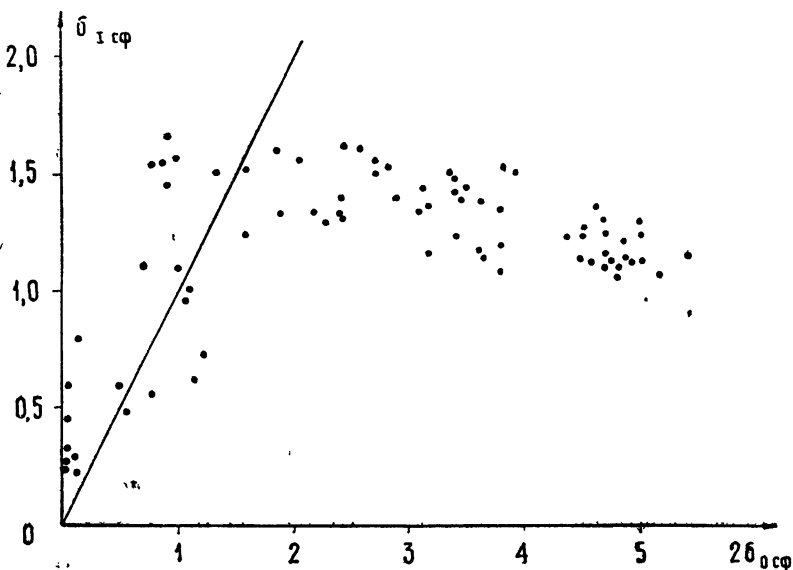


Рис. 2. Зависимость $\sigma_{I\text{сф}} = f(2\sigma_{0\text{сф}})$ для сферической волны.

Средняя кривая для сферической волны проходит выше, чем для плоской, однако различие между величиной их максимумов невелико и лежит в пределах разброса значений σ_I , полученных с 5-минутным усреднением. Минимальные значения σ_I , которые удалось получить в области «сильных» флуктуаций при значениях C_n , доходивших до величины $C_n \approx 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ см}^{-1/3}$, составляют около 0,7 (σ_I)_{мах}. Эти значе-

ния нельзя рассматривать как асимптотические при $\sigma_0 \gg 1$. Для получения последних необходимы измерения σ_I на более длинных трассах.

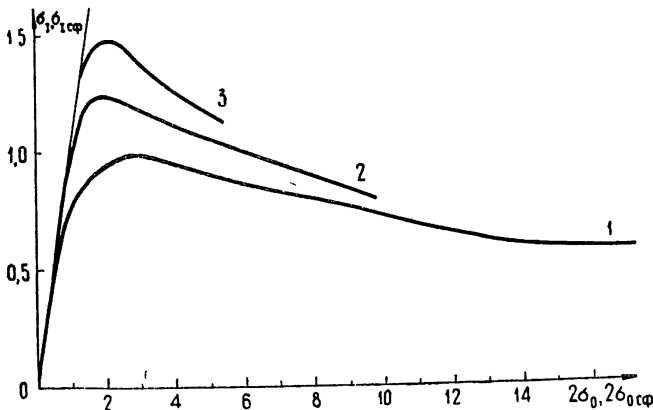


Рис. 3. Средние зависимости $\sigma_I = f(2\sigma_0)$ для сферической волны (1), плоской волны (2) и белого света (3).

Отметим в заключение, что измерения зависимости (4) для плоских волн на значительно более длинных трассах представляют большие практические трудности, поскольку для этого необходимы коллиматоры больших размеров (иначе волны, дифрагирующие на меньших неоднородностях показателя преломления размера l_0 , будут выходить за пределы пучка, и волну нельзя будет считать неограниченной). Кроме того, увеличение длины трассы обычно приводит к увеличению ее неоднородности, что сильно затрудняет аккуратное определение величины σ_0 .

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Татарский, Распространение волн в турбулентной атмосфере, изд. Наука, М., 1967.
2. М. Е. Грачева, А. С. Гурвич, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 8, № 4, 717 (1965).
3. М. Е. Грачева, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 10, № 10, 775 (1967).
4. А. С. Гурвич, М. А. Каллистратова, Н. С. Тиме, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 3, 1360 (1968).
5. D. L. Fried, G. E. Mevers, M. P. Keister, JOSA, 57, № 6, 787 (1967).
6. D. H. Höhn, Appl. Opt., 5, № 9, 1427 (1966).
7. A. L. Busk, Appl. Opt., 6, № 4, 703 (1967).
8. М. Е. Грачева, А. С. Гурвич, М. А. Каллистратова, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика. (в печати).

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
5 мая 1969 г.

MEASUREMENTS OF DISPERSION OF „STRONG“ INTENSITY FLUCTUATIONS OF LASER RADIATION IN THE ATMOSPHERE

M. E. Gracheva, A. S. Gurvich, M. A. Kallistratova

The authors presents the results of measuring the mean square values of strong fluctuations of the logarithm of intensities of plane and spherical light wave propagating on horizontal traces of 250 and 1750 m large values of the structure constant of fluctuations of the refractive index in the atmosphere C_n ($C_n \leq 1.5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^{-1/3}$). A gas laser ($\lambda = 0.63 \mu\text{m}$) operating in the regime of axial oscillations with a high-quality collimator (D aperture = 50 cm) serves. As the light source. The receiver was point.

The dependence of $\sigma_I = f(2\sigma_0)$ where σ_0 is the mean square value of fluctuations of the logarithm of the wave amplitude calculated by the smooth perturbation method, is investigated. There was observed, both for plane and spherical waves and for a white light, a maximum of the value σ_I at $\sigma_0 \sim 1$. When σ_0 increases again a slow decrease of σ_I is observed. The maximum value of σ_I is higher for the spherical wave than that for the plane wave.
