ИЗВЕСТИЯ ВЫСШИХ УЧЕБНЫХ ЗАВЕДЕНИЙ

Том XIII, № 1 РАДИОФИЗИКА 1970

УДК 538.56·621.371

ИЗМЕРЕНИЯ СРЕДНЕГО УРОВНЯ АМПЛИТУДЫ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

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

Изложены методика и результаты измерений среднего логарифма амплитуды $\langle \chi \rangle$ плоской световой волны, распространяющейся на горизонтальных трассах длиной 250 и 1750 *м* в приземном слое атмосферы. Пучок света от газового лазера ($\lambda=0{,}63$ *мкм*) расширялся высококачественным коллиматором до диаметра 50 *см*. Показано, что при принятой методике исключалось влияние поглощения в атмосфере на измеряемую величину $\langle \chi \rangle$. Приведена зависимость величины $\langle \chi \rangle$ от параметра σ_0, представляющего собой дисперсию флуктуаций логарифма амплитуды волны, рассчитанную методом плавных возмущений, а также зависимость величины $\langle \chi \rangle$ от измеряемой одновременно дисперсии флуктуаций логарифма амплитуды $\sigma_\chi^2 = \langle (\chi - \langle \chi \rangle)^2 \rangle$. Полученные данные показывают, что соотношение $\langle \chi \rangle = -\sigma_\chi^2$, найденное теоретически для области «слабых» флуктуаций, т. е. для $\sigma_0 < 1$, остается справедливым и при «сильных» флуктуациях. Отмечается противоречие полученных данных гипотезе о рэлеевском распределении флуктуаций амплитуды в области $\sigma_0 \gg 1$.

Проведенный Татарским [1] теоретический анализ флуктуаций, возникающих в световой волне при распространении ее в турбулентной атмосфере, показал, что дисперсия и среднее значение логарифма амплитуды являются функциями расстояния, проходимого волной, и характеристик турбулентности. Однако данных об измерениях среднего значения логарифма амплитуды до настоящего времени не опубликовано. В настоящей работе приведены результаты измерений среднего значения и дисперсии логарифма амплитуды световой волны на двух приземных трассах при различных интенсивностях турбулентности. Наибольшее внимание уделено измерениям в области сильных флуктуаций, обнаруженной в исследованиях [2–4].

Существует два различных механизма, приводящих к изменению амплитуды с расстоянием: поглощение света и возникновение флуктуаций из-за наличия многократного рассеяния на турбулентных неоднородностях показателя преломления*.

В [6] проведен расчет флуктуаций логарифма амплитуды плоской волны $A_0 \exp(ikx)$, падающей на поглощающий слой $0 < x < L$, заполненный локально-изотропными турбулентными неоднородностями. Этот расчет показал, что даже при большом ослаблении на трассе относительные флуктуации амплитуды в плоскости $x = L$ определяются в основном случайным полем действительной части показателя

* Рассеяние на аэрозоле при дальнейшем рассмотрении флуктуаций в волне не будет специально выделяться, так как роль аэрозоля в рассеянии вперед, по-видимому, мала по сравнению с рассеянием на турбулентных неоднородностях, и ослабление за счет аэрозольного рассеяния будет описываться суммарным коэффициентом поглощения. Изучению поглощения в атмосфере и рассеяния на аэрозоле посвящено большое количество работ, подробную библиографию которых можно найти в [5].

преломления. Поглощение в среде достаточно хорошо учитывается введением в мгновенную амплитуду множителя $\exp(-\gamma L)$, где γ—среднее значение коэффициента поглощения. Таким образом, оказывается возможным представить амплитуду волны в плоскости $x = L$ выражением $A = A_0 \exp(\chi - \gamma L)$, где логарифм амплитуды $\chi = \ln[A/A_0 \times \exp(-\gamma L)]$ является случайной функцией времени и координат y, z, причем $\chi = 0$ при $L = 0$. При этом для определения моментов распределения $\chi - \langle\chi\rangle$ и $\langle\chi^2\rangle$ — можно воспользоваться результатами. полученными в [1] в предположении, что $\gamma \equiv 0$.

Среднее значение логарифма амплитуды было рассчитано в [1] применением метода Рытова—Обухова к решению волнового уравнения с использованием второго приближения:

$$\langle\chi\rangle = -\langle(\chi - \langle\chi\rangle)^2\rangle. \tag{1}$$

Этот результат справедлив для слабых флуктуаций*, т. е. для $\langle(\chi - \langle\chi\rangle)^2\rangle \ll 1$. В свою очередь, в [1] показано, что дисперсия флуктуаций логарифма амплитуды при распространении в атмосфере на достаточно длинных трассах определяется расстоянием L, волновым числом k, структурной постоянной поля показателя преломления C_n и может быть рассчитана по формуле

$$\sigma_\chi^2 \equiv \langle(\chi - \langle\chi\rangle)^2\rangle = 0{,}31\, C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \tag{2}$$

справедливой также для малых флуктуаций. В дальнейшем будем обозначать $\sigma_0^2 \equiv 0{,}31\, C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}$.

Проведенные эксперименты [2—4], в которых одновременно и независимо определялись значения σ_χ^2 и σ_0^2, подтвердили, что (2) может быть использовано для расчетов дисперсии уровня при условии $\sigma_0 \lesssim 0{,}5$. С дальнейшим увеличением σ_0 (при сильных флуктуациях) измеренная дисперсия σ_χ^2 переставала расти. Теоретический расчет $\langle\chi\rangle$ и других статистических характеристик флуктуаций уровня при $\sigma_0 > 1$ наталкивается пока на большие трудности, однако можно ожидать, как отмечается в [1,7], что значения σ_0 будут определять значения $\langle\chi\rangle$ и σ_χ^2 также и при $\sigma_0 > 1$, т. е. $\langle\chi\rangle = f(\sigma_0)$. Из (1), (2) следует, что для $\sigma_0 < 1$ $\langle\chi\rangle = -\sigma_0^2$.

Измерения $\langle\chi\rangle$, $\langle(\chi - \langle\chi\rangle)^2\rangle$ и σ_0 проводились на приземных трассах длиной $L_1 = 250$ *м* и $L_2 = 1750$ *м* в открытой степи над достаточно ровной поверхностью при дальности видимости не менее нескольких километров. Средняя высота луча над поверхностью составляла 1,1 и 2 *м* для трасс L_1 и L_2 соответственно. Структурная постоянная C_n, необходимая для вычисления σ_0, определялась из измерений вертикальных профилей температуры и скорости ветра в приземном слое на высотах от 0,5 до 8 *м* с использованием методики, изложенной в [1,2]. Вышка для определения вертикальных профилей находилась в нескольких десятках метров от трассы. Диапазон изменений величины C_n на высоте 2 *м* составлял $C_n = 10^{-9} \div 1{,}5 \cdot 10^{-7}$ *см*$^{-1/3}$.

В качестве источника света использовался гелий-неоновый лазер с длиной волны 0,63 *мкм*, работающий в режиме осевых колебаний. Пучок, выходящий из лазера, расширялся высококачественным коллиматором. Выходное отверстие коллиматора составляло $D_1 = 12$ *см* на трассе L_1 и $D_2 = 50$ *см* на трассе L_2. Каллиматоры настраивались так, что сечение пучка оставалось неизменным по всей трассе от выхода из коллиматора до плоскости приема. Поскольку волновой параметр kD^2/L

* Легко показать, что если χ распределено нормально, то (1) есть следствие закона сохранения энергии.

в эксперименте был велик (больше 570 и 1400 для трасс L_1 и L_2 соответственно), около оси пучка можно было пренебречь дифракцией на краях коллиматора и расчет σ_0 проводить по формуле (2), выведенной для неограниченной плоской волны. При выбранных размерах коллимированных пучков можно было, по-видимому, пренебрегать краевыми эффектами еще потому, что волны, дифрагированные на самых мелких неоднородностях, имеющих размер внутреннего масштаба турбулентности l_0 (l_0 в приземном слое порядка нескольких миллиметров), не выходили за пределы пучка и участвовали в образовании случайной интерференционной картины в плоскости приема.

Приемником света служил фотоумножитель (ФЭУ), перед которым была установлена диафрагма диаметром 0,3 *мм*. От посторонней засветки приемник был защищен блендой и интерференционным светофильтром, установленным за входной диафрагмой. Малый по сравнению с радиусом корреляции логарифма интенсивности размер диафрагмы позволял считать приемник точечным и ток ФЭУ I можно было считать пропорциональным освещенности. Нагрузкой ФЭУ служил вакуумный диод, напряжение на котором при малых токах пропорционально логарифму тока [8]. Подбор элементов схемы и тока накала диода позволили получить удовлетворительную характеристику логарифмирования в пределах $0{,}003 \ll I \ll 100$ *мка* при полосе пропускания от 0 до 10—15 *кгц*. Напряжение на диоде измерялось интегрирующим вольтметром. Кроме того, измерялся средний ток ФЭУ $\langle I \rangle$, а с помощью дифференцирующей RC цепочки ($RC = 20$ *сек*) выделялись флуктуации напряжения на диоде и измерялся средний квадрат этих флуктуаций.

Покажем, что измеряемые величины позволяли определять $\langle \chi \rangle$ и $\langle (\chi - \langle \chi \rangle)^2 \rangle$. Действительно, напряжение $u_д$ на логарифмирующем диоде пропорционально логарифму тока: $u_д = b(\ln I - \ln I_0)$ (чувствительность b и постоянная I_0 определялись путем калибровки прибора). Поскольку мгновенное значение тока ФЭУ пропорционально освещенности, т. е. пропорционально $[\exp(\chi - \gamma L)]^2$, можно записать $I = a \exp(2\chi - 2\gamma L)$, где a — чувствительность ФЭУ. Следовательно, напряжение $u_д = b[2\chi - 2\gamma L - \ln I_0 + \ln a]$, его среднее $\langle u_д \rangle = b(-2\gamma L - \ln I_0 + \ln a) + 2b \langle \chi \rangle$.

Для того, чтобы определить выражение, стоящее в круглых скобках, использовался результат измерения среднего тока $\langle I \rangle = a \exp(-2\gamma L) \langle \exp 2\chi \rangle$. Среднее значение $\langle \exp 2\chi \rangle = 1$, так как флуктуации приводят лишь к случайному перераспределению мощности в плоскости приема, и $\langle I \rangle$ не зависит от флуктуаций. Вычисляя $\ln \langle I \rangle$, получаем $\ln \langle I \rangle = \ln a - 2\gamma L$, откуда, используя выражение для $\langle u_д \rangle$ и сокращая b, имеем $\langle \chi \rangle = (1/2)(\langle \ln I/I_0 \rangle - \ln \langle I \rangle / I_0)$.

Из написанных выше выражений очевидно также, что измерение $\langle (u_д - \langle u_д \rangle)^2 \rangle$ позволяло определить $\langle (\chi - \langle \chi \rangle)^2 \rangle$.

На рис. 1 приведена экспериментальная зависимость $2\sqrt{-\langle \chi \rangle}$ от $2\sigma_0$, где значения σ_0 вычислены из соотношения (2). Каждая точка на графике соответствует значению $\langle \chi \rangle$, усредненному за пять минут, и значению σ_0, полученному из усредненных за 30 *мин* вертикальных профилей температуры и скорости ветра (большое время усреднения C_n связано с методикой измерения). Прямая на рисунке соответствует равенству $2\sqrt{-\langle \chi \rangle} = 2\sigma_0$, справедливому для области слабых флуктуаций $\sigma_0 \ll 1$. Как показал анализ результатов измерения частотных спектров случайной величины χ, разброс точек на графике рис. 1 при $\sigma_0 > 1$ в значительной степени обусловлен дисперсией пятиминутных средних за счет конечного времени усреднения.

Из графика видно, что имеет место удовлетворительное совпадение измеренной величины $\sqrt{-\langle\chi\rangle}$ с рассчитанными значениями σ_0 при $\sigma_0 < 1$, что совпадает с теоретическими результатами, полученными в [1].

При $\sigma_0 \sim 1$ величина $2\sqrt{-\langle\chi\rangle}$ достигает максимального значения порядка 1,2 — 1,3 и затем в области сильных флуктуаций (при $\sigma_0 > 1$) медленно спадает. Полученные экспериментальные данные сви-

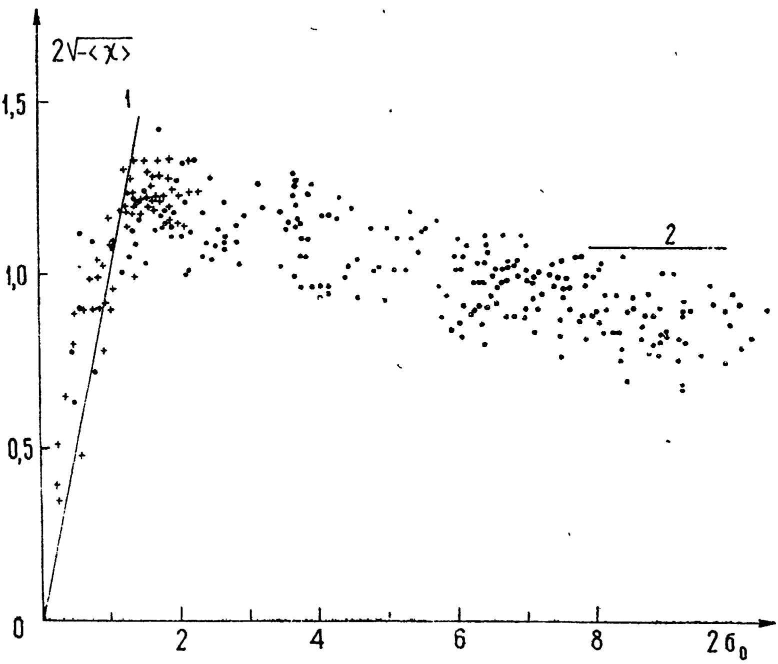

Рис. 1. Зависимость $2\sqrt{-\langle\chi\rangle}$ от $2\sigma_0$ (+++ — L=250 *м*; ... — L = = 1750 *м*; 1 — прямая, соответствующая равенству $2\sqrt{-\langle\chi\rangle} = 2\sigma_0$; 2 — прямая $2\sqrt{-\langle\chi\rangle} = 1{,}06$, соответствующая рэлеевскому распределению).

детельствуют о том, что при больших σ_0 распределение вероятностей для амплитуды заметно отличается от рэлеевского, предложенного в [9], для которого, как показывает несложный расчет, получилось бы $2\sqrt{-\langle\chi\rangle} = 1{,}06$. Это значение нанесено в правой стороне графика рис. 1 тонкой горизонтальной линией, которая расположена заметно выше экспериментальных значений при $2\sigma_0 > 6$.

На рис. 2 представлена зависимость между одновременно измеренными величинами $2\sqrt{-\langle\chi\rangle}$ и $2\sigma_\chi = 2\sqrt{\langle(\chi - \langle\chi\rangle)^2\rangle}$. Прямая, проведенная на графике, соответствует точному равенству $\sigma_\chi^2 = -\langle\chi\rangle$.

Необходимо отметить, что равенство $-\langle\chi\rangle = \sigma_\chi^2$, как это видно из данных, приведенных на рис. 2, выполняется как для области слабых флуктуаций $\sigma_0 \ll 1$, так и для сильных флуктуаций. Аналогичные измерения величин $\langle\chi\rangle$ и σ_χ^2 со сферической волной (для получения сферической волны из коллиматора удалялся окуляр), проведенные на трассе L_2, показали, что соотношение $-\langle\chi\rangle = \sigma_\chi^2$ справедливо и для сферических волн.

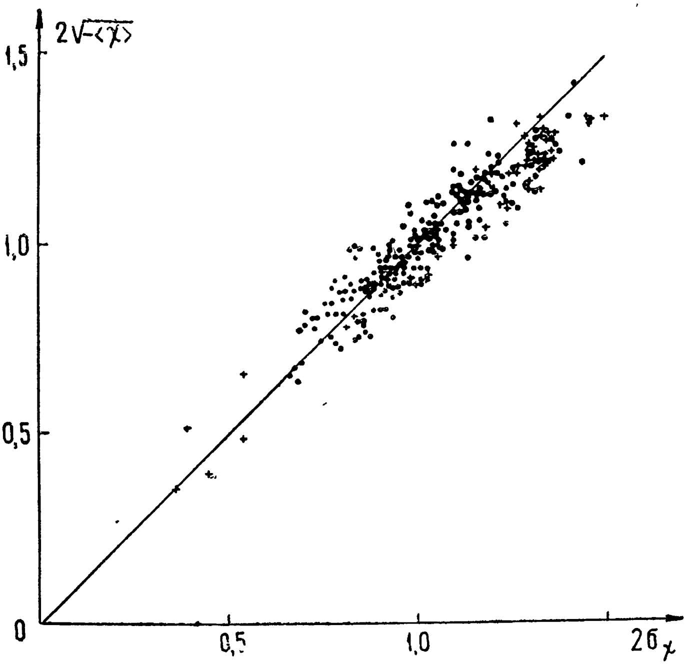

Рис. 2. Зависимость $2\sqrt{-\langle\chi\rangle}$ от $2\sigma_\chi$ (+++ — $L=250$ *м*; ··· — L=1750 *м*).

Авторы пользуются случаем, чтобы высказать глубокую благодарность В. И. Татарскому за полезные обсуждения результатов измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Татарский, Распределение 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, № 6, 775 (1967).
4. А С. Гурвич, М. А. Каллистратова, Н. С. Тиме, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, № 9, 1360 (1968).
5. В. Е. Зуев, Прозрачность атмосферы для видимых и инфракрасных лучей, изд. Сов. радио, М., 1966.
6. А. С. Гурвич, Радиотехника и электроника, 13, № 11, 1923 (1968).
7. В. И. Татарский, В И. Кляцкин, ЖЭТФ, 55, вып. 2 (8), 662 (1968).
8. Генерирование электрических колебаний специальной формы, изд. Сов. радио, М., 1951.
9. D. A. de Wolf, JOSA, 58, № 4, 461 (1968).

Институт физики атмосферы
АН СССР

Поступила в редакцию
5 мая 1969 г.

MEASUREMENTS OF THE MEAN LEVEL OF THE AMPLITUDE OF A LIGHT WAVE PROPAGATING IN A TURBULENT ATMOSPHERE

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

The methods and results of measuring the mean logarithm of the amplitude $\langle\chi\rangle$ of a plane light wave propagating on horizontal traces of 250 and 1750 m in the atmospheric layer near the Earth are stated. The light beam from a gas laser (λ=0,63μ) was extended by a high-quality collimator up to 50 cm in diameter. It is shown that in accepted methods the absorption effect in the atmosphere on the measurable value $\langle \chi \rangle$ was eliminated. The dependence of the value $\langle \chi \rangle$ on the parameter σ_0, which is the dispersion of logarithm fluctuations of the wave amplitude calculatedby the smooth perturbation method is given. There is also presented the dependence of the value $\langle \chi \rangle$ on simultaneously measured dispersion of fluctuations of the amplitude logarithm $\sigma_\chi^2 = \langle (\chi - \langle \chi \rangle)^2 \rangle$. The data obtained show that the relation $\langle \chi \rangle = -\sigma_\chi^2$ found theoretically for the region of „weak" fluctuations, i. e. for $\sigma_0 < 1$, remains valid also at „strong" fluctuations. It is noted that the data obtained contradict to the hypothesis on Rayleigh distribution of amplitude fluctuations in the region $\sigma_0 \gg 1$.