

аналогичным образом, что и в случае отсутствия дробления. Положение дифракционных максимумов и минимумов остается тем же, что и для базовой АВХ. Следовательно, такие дифракционные картины можно обрабатывать по известной методике для определения радиантов, скоростей метеоров, а также коэффициента амби-полярной диффузии. Из рис 1 видно, что при вспышке на подлете к зеркальной точке  $x_0 = -2$  появляется заметный максимум, которого нет в случае отсутствия дробления. Такой всплеск амплитуды подтверждается радиолокационными наблюдениями метеоров [1-3].

Нами проведено также построение АВХ, ФВХ для случая, когда осколки отделяются со скоростями  $U$ , отличными от нуля. Численные расчеты показали, что при скоростях, например,  $U=10$  м/с получаемые дифракционные картины незначительно отличны от той, которая приведена на рис 1. На рис 2,3 дана картина АВХ и ФВХ для случая, когда  $U=100$  м/с, число осколков  $n=200$  и остаточная масса равна нулю. Видно, что дифракционная картина отличается от случая  $U=0$ . Интересен при этом случай, когда вспышка происходит в зеркальной точке. При этом амплитуда быстро возрастает до своего максимального значения, а затем идет ее плавный спад. Надо отметить, что при этом все еще имеется движущаяся цель, поскольку осколки не испарились полностью. Однако дифракционная картина с бинениями отсутствует. Для этого случая фаза (рис 3) после достижения максимума амплитуды при  $x_0=1$  остается практически постоянной. Поскольку скорость разлета осколков значительно больше диффузионной скорости расширения плазмы, то рассеяние сигнала идет в основном от головной части, что и приводит к картине, рассмотренной нами выше. Такое поведение амплитуды можно, по-видимому, интерпретировать как головное эхо [4, 5].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кашеев Б Л., Лебединец В Н., Лагутин М Ф Метеорные явления в атмосфере Земли — М. Наука, 1967
2. Кашеев Б Л., Новоселова Н В. — Астрон. вестник, 1975, 9, № 1, с. 3
3. Кашеев Б Л., Новоселова Н В — Астрон. вестник, 1975, 9, № 2, с. 83.
4. Докучаев В П — Астрон. журн., 1960, 37, № 1, с. 111
5. Мак-Кинли Д Методы метеорной астрономии. — М. Мир, 1964.

Институт астрофизики  
АН ТаджССР

Поступила в редакцию  
29 декабря 1984 г.,  
после сокращения  
6 августа 1985 г.

УДК 621 371 24

### СПЕКТРЫ ФЛУКТУАЦИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА ПРИ УСРЕДНЯЮЩЕМ ДЕЙСТВИИ ПРИЕМНОЙ АПЕРТУРЫ

В. И. Григорьевский, А. Н. Ломакин, С. В. Тараканов

В ряде случаев при работе оптических систем, таких, как светодальномеры, оптические локаторы и другие, из-за влияния атмосферы могут возникать значительные погрешности в измерениях расстояний, скоростей и т. д., вызываемые флуктуациями интенсивности принимаемого светового потока [1]. Иногда можно значительно уменьшить погрешность измеряемых величин, применяя различные системы шумоподавления или выбирая рабочие частоты выше верхней частоты спектра флуктуаций интенсивности принимаемого светового потока [2, 3]. При расчете, проектировании и испытаниях аппаратуры необходимо с достаточной точностью знать форму кривой спектра флуктуаций интенсивности, которая зависит как от атмосферных условий, так и от геометрических параметров приемной и передающей частей оптико-электронного прибора.

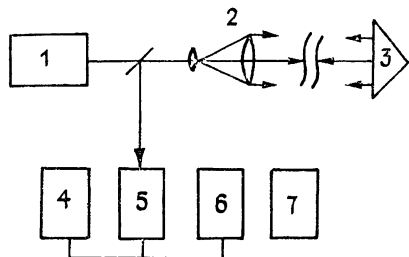


Рис 1 1 — лазер, 2 — телескоп, 3 — отражатель, 4 — осциллограф, 5 — ФЭУ, 6 — анализатор спектра, 7 — самописец.

Ниже приводятся экспериментальные данные о высокочастотной части (свыше 100 Гц) спектра флуктуаций интенсивности принимаемого светового потока для различных атмосферных условий, полученные на трассе длиной 1200 метров с отраже-

нием при усредняющем действии приемной апертуры диаметром 10 см. Трасса проходила над ровным участком поверхности в предгорьях города Кисловодска. Высота трассы над поверхностью земли составляла 3 метра

На рис. 1 показана схема экспериментальной установки. Источником излучения служил лазер ЛГН-105 с длиной волны излучения 0,63 мкм и выходной мощностью 3 мВт. Приемопередающий телескоп имел диаметр выходного отверстия 10 см. Коллимированный пучок отражался от уголкового отражателя и с помощью полупрозрачного зеркала направлялся в фотоприемник ФЭУ-79. Данная оптическая схема типична для светодальномеров и некоторых типов оптических локоаторов. Спектры флуктуаций снимались анализатором спектра СК4-26 и регистрировались двухкоординатным самописцем. Контроль среднего уровня оптического сигнала производился осциллографом. Одновременно с измерением спектров измерялись параметры атмосферы структурный параметр турбулентности  $C_n$  и постоянная составляющая поперечной трассе скорости ветра  $v$ . Величина  $C_n$  определялась по методике работы [6] и вычислялась из формулы

$$\sigma^2 = 2,46 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6}, \quad (1)$$

где  $\sigma^2$  — дисперсия флуктуаций интенсивности света для вспомогательной трассы длиной  $L=50$  м с отражением,  $k=2\pi/\lambda$  — волновое число. Значение поперечной составляющей скорости ветра  $v$  измерялось на одном конце трассы анерумбометром.

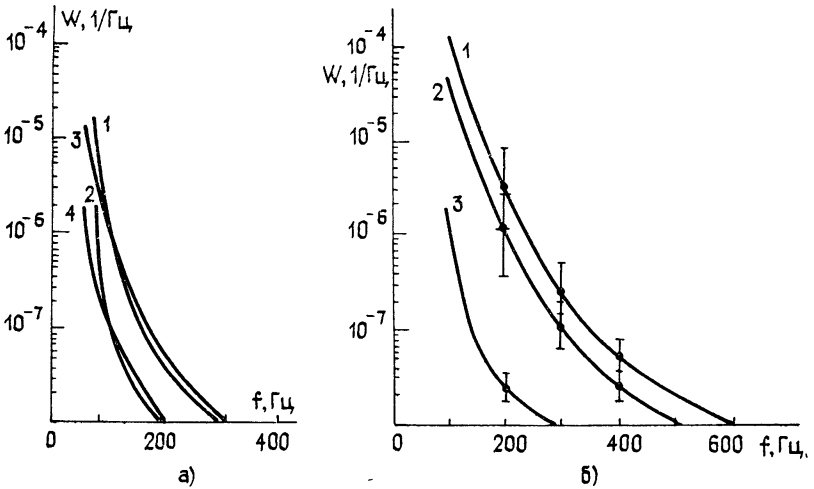


Рис 2 а)  $C_n=0,8 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1/3}$ ; 1— $v=14 \text{ м/с}$ , 2— $v=8 \text{ м/с}$ ;  
б)  $C_n = 1,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1/3}$ ; 1— $v=2,4 \text{ м/с}$ , 2— $v=1,6 \text{ м/с}$ , 3— $v=0,2 \text{ м/с}$ .

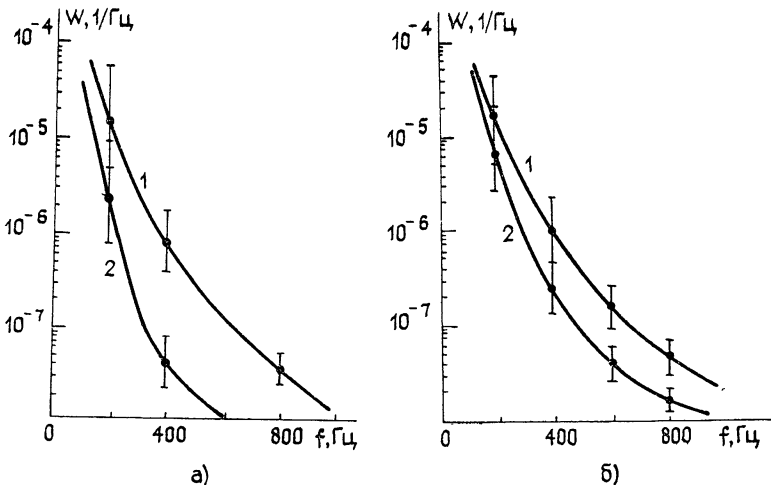


Рис. 3 а)  $C_n=3,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1/3}$ ; 1— $v=4,8 \text{ м/с}$ , 2— $v=0,7 \text{ м/с}$ ;  
б)  $C_n=6,4 \cdot 10^{-7} \text{ м}^{-1/3}$ ; 1— $v=3,7 \text{ м/с}$ , 2— $v=2,1 \text{ м/с}$ .

На рис. 2, 3 представлены результаты измерений, причем каждая экспериментальная кривая — это результат усреднения 10 спектров, вычерчиваемых самописцем. По оси ординат отложена в логарифмическом масштабе величина спектра  $W(f)$ , по оси абсцисс — частота в герцах. Уровень  $W(f) \approx 8 \cdot 10^{-9} \text{ 1/Гц}$  соответствует дробовым

шумам ФЭУ: этим значением ограничивалась чувствительность установки. Спектры нормировались так, что по ним непосредственно можно определять величину флуктуационной составляющей интенсивности в полосе частот, т. е.

$$(\Delta I)_{\Delta f}^2 / I_0^2 = \int_{\Delta f} W(f) df, \quad (2)$$

где  $(\Delta I)_{\Delta f}$  — флуктуационная составляющая интенсивности в полосе частот  $\Delta f$ ,  $I_0$  — средний уровень интенсивности света.

Из рисунков видно, что как при увеличении  $C_n$ , так и с ростом  $\nu$  возрастает уровень спектра на высоких частотах, причем влияние  $\nu$  на спектр гораздо сильнее, чем  $C_n$ . На рис. 2а наряду с экспериментальными кривыми 1, 2 представлены результаты теоретического расчета спектров с учетом усредняющего действия апертуры приемного телескопа. Расчет велся по формуле [4, 5]

$$W(f) = 0,67 \frac{\sigma^2}{f_0} \int_0^{\infty} \left[ \frac{2J_1(\alpha_R \sqrt{z + \Omega^2})}{\alpha_R \sqrt{z + \Omega^2}} \right]^2 \left[ 1 - \frac{\sin(z + \Omega^2)}{z + \Omega^2} \right] (z + \Omega^2)^{-11/6} z^{-1/2} dz, \quad (3)$$

где  $\sigma^2$  — дисперсия флуктуаций интенсивности,  $\alpha_R = k^{1,2} R/L^{1/2}$  — параметр усредняющей апертуры,  $R$  — радиус приемного телескопа,  $L$  — расстояние,  $\Omega = f/f_0$ , где  $f_0 = kv^2/4\pi^2 L$ ,  $J_1$  — функция Бесселя. Данный расчет справедлив для слабых флуктуаций ( $\sigma \ll 1$ ), что наблюдалось и в эксперименте для данных рисунка 2а. Видно, что с хорошей для практических целей точностью теоретические и экспериментальные результаты совпадают (теоретические результаты представлены кривыми 3, 4 на рис. 2а). При  $C_n \approx 10^{-7} \div 10^{-6} \text{ м}^{-1/3}$ , как видно из графиков на рис. 3, спектры флуктуаций интенсивности могут превышать дробовые шумы фотоприемника вплоть до частот порядка 1 кГц даже несмотря на значительный усредняющий диаметр приемного телескопа.

Исходя из полученных результатов, можно сказать, что для надежной и более точной работы оптико-электронных приборов в условиях повышенной турбулентности наряду с применением различных систем шумоподавления эффективным средством может оказаться выбор рабочего частотного диапазона, лежащего выше частоты 1 кГц.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Прилепин М. Т., Голубев А. Н. Оптические квантовые генераторы в геодезических измерениях. — М.: Недра, 1972.
2. Григорьевский В. И., Ломакин А. Н., Тараканов С. В. — Оптико-механическая промышленность, 1981, № 7, с. 59.
3. Григорьевский В. И., Ломакин А. Н., Тараканов С. В. — Оптико-механическая промышленность, 1983, № 4, с. 44.
4. Гурвич А. С., Кон А. И., Миронов В. Л., Хмельцев С. С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1976.
5. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1967.
6. Bensimon D., Englander A., Shtrikman S., Slatkine M., Traves D. — Appl. Opt., 1981, 20, № 6, p. 947.

Институт радиотехники и электроники  
АН СССР

Поступила в редакцию  
26 апреля 1985 г.

УДК 538 566.2

#### ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ ГРАНИЦЕ

С. Я. Некрестьянова

Рассмотрим две покоящиеся среды с диэлектрическими постоянными  $\epsilon_1$  (среда I) и  $\epsilon_2$  (среда II). Пусть эти среды отделены друг от друга плоской границей раздела, которая движется с постоянной скоростью  $u$ . Рассмотрим переходное излучение, возникающее при прохождении заряженной частицы через движущуюся границу раздела сред. Скорости границы  $u$  и частицы  $v$  считаем направленными по оси  $x$ . Пусть ось  $x$  перпендикулярна к плоскости раздела сред (рис. 1). Тогда уравнение движения границы запишется в виде  $x = -ut$ . Считаем, что скорость границы меньше скорости света в среде I ( $u < c/\epsilon_1$ ).