

ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 621.375.826:551.577:351.510.61

# Спектры флуктуаций интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в дожде, мороси, тумане и дымке

Р.Ш. Цвык<sup>✉</sup>, Н.А. Вострецов\*

*Институт оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН  
634055, г. Томск, пл. Академика Зуева, 1*

Поступила в редакцию 6.07.2022 г.;  
после доработки 3.08.2022 г.;  
принята к печати 5.08.2022 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований спектров флуктуаций интенсивности распространяющегося в приземной атмосфере пучка лазерного излучения, рассеянного в дожде, мороси, дымке и тумане. Излучение лазерного пучка фокусировалось в конце трассы длиной 130 м. Флуктуации интенсивности измерялись на расстоянии 10 мм от фокального пятна в области излучения, рассеянного на частицах в атмосфере. Форма спектра флуктуаций рассеянного излучения  $U(f) = fW(f) / \int W(f)df$  в дожде, мороси и дымке характеризуется четырьмя параметрами: частота максимума  $f_{\max}$ , наклон низкочастотного участка спектра  $1 > \gamma_n > 0$  при  $f < f_{\max}$  и два наклона высокочастотного участка  $\gamma_b = -2,5 \dots -5/3$  и  $\gamma_{b1} = -3 \dots -5$  при  $f > f_{\max}$ , а в слабом тумане – в основном двумя отрицательными наклонами  $\gamma_b = -0,5$  и  $\gamma_{b1} = -4 \dots -5$ . Частота максимума спектра флуктуаций рассеянного поля определяется взаимодействием вихревого поля флуктуаций скорости ветра и поля распределения частиц по размерам и массе и коэффициентом их увлечения вихревым полем.

*Ключевые слова:* флуктуации, рассеянное излучение, фокусированный пучок, спектры, дождь, морось, туман, дымка, турбулентность; fluctuation, scattered radiation, focused beam, spectrum, rain, drizzle, fog, haze, turbulence.

## Введение

Атмосфера при выпадении осадков представляет собой двухфазную среду, в которой, наряду с турбулентными флуктуациями скорости ветра, температуры и показателя преломления воздуха, присутствуют частицы аэрозолей и осадков различной формы и размеров. Поэтому при распространении лазерных пучков в атмосфере распределение интенсивности излучения в прямом пучке в области приемника и в рассеянном поле формируется под влиянием двух факторов. Первый – это средняя скорость ветра и флуктуации показателя преломления воздуха, которые приводят к нарушению когерентности и флуктуациям всех параметров пучка, подсвечивающего частицы [1]. Второй фактор – это рассеяние и дифракция излучения на движущихся в трехмерном пространстве частицах. Скорость движения частиц включает две независимых составляющих: гравитационную вертикальную и вихревую, обусловленную увлечением частиц флуктуирующим полем скорости ветра, которое перемещается

со средней скоростью ветра. Не до конца решен вопрос о взаимодействии осадков и турбулентности атмосферы, так как на увлечение частиц осадков затрачивается энергия турбулентного потока [2, 3], что приводит к уменьшению уровня турбулентности и изменению спектрального состава флуктуаций. Кроме того, в таких погодных условиях, как снег, дождь, морось, туман и град, уменьшается градиент температуры и, следовательно, конвективная составляющая турбулентности, флуктуации показателя преломления и их спектры [4, 5].

Рассеяние на частицах определяется дифракционным параметром  $\Omega_1 = k(D/2)^2/L$ , где  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $D$  – диаметр частицы,  $L$  – расстояние до приемника. При  $\Omega_1 \gg 1$  (крупные частицы) рассеянное поле в зоне приемника в зависимости от диаметра движущейся частицы формируют как тени от них, так и дифракционные картины. При  $\Omega_1 \ll 1$  формируется рассеянное широкоугольное некогерентное поле. Флуктуации рассеянного поля обусловлены флуктуациями освещающего поля, концентрацией и распределением частиц по размерам, коэффициентом увлечения частиц.

В работах [5–8] изучались статистические характеристики флуктуаций интенсивности лазерного излучения в пучке, распространяющемся

\* Рувим Шахнович Цвык (tsvyk@iao.ru); Николай Арсеньевич Вострецов (vna@iao.ru).

в атмосферных осадках (дождь, морось, снегопад). В них показано, что поведение статистических характеристик флуктуаций излучения зависит от вида атмосферных осадков, геометрии пучка, атмосферных условий распространения на трассе и диаметра приемника. Выполнены исследования статистических характеристик флуктуаций интенсивности рассеянного вперед излучения вне области фокального пятна при фокусировке лазерного пучка в конце измерительной трассы длиной 130 м при снегопаде [9, 10], дожде, мороси, дымке и тумане [11, 12].

В настоящей работе представлен анализ спектров флуктуаций интенсивности излучения в области рассеянного поля в дождях, мороси, дымке и тумане, не рассмотренных ранее.

### Аппаратура и методика измерений

Кратко изложим схему эксперимента и методику измерений. Подробно они описаны в работах [9, 10].

В эксперименте использовался гелий-неоновый лазер (длина волны излучения 0,63 мкм, мощность до 70 мВт), работающий в одномодовом режиме. Диаметр пучка на входе в атмосферу 16 см, дифракционный параметр  $\Omega = kR_0^2/L$  ( $R_0$  – радиус пучка). Пучок фокусировался в конце трассы длиной  $L = 130$  м. Диаметр пучка в фокусе не превышал 3–4 мм. Фотоприемник с диафрагмой 0,1 мм устанавливался в области рассеянного излучения на расстоянии 10 мм по горизонтали от центра фокуса. Полный угол поля зрения приемника составлял  $2,7 \cdot 10^{-2}$  рад. Сигнал с фотоприемника усиливался и поступал на дисперсионметр и анализатор спектра FSP-80. Измерялись следующие параметры: прозрачность атмосферы – измерителем дальности видимости РДВ-3; скорость ( $V$ , м/с) и направление ветра, по которым рассчитывалась перпендикулярная составляющая  $V_{\perp}$ , – метеостанцией М63-1м. По прозрачности атмосферы, измеренной РДВ-3, рассчитывались оптическая толща ( $\tau$ ) на трассе и коэффициент объемного рассеяния ( $\alpha$ ).

Спектральная функция флуктуаций интенсивности излучения (в дальнейшем спектр)

$$U(f) = \frac{fW(f)}{\int W(f)df},$$

где  $W(f)$  – спектральная плотность энергии излучения на частоте  $f$ , рассчитывалась по данным 38-канального анализатора спектра FSP-80, полученным в диапазоне частот от 2 Гц до 20 кГц.

### Обработка данных

Измерения в условиях дождя, мороси, тумана и дымки и сопровождалась измерениями параметров атмосферы. Диаметр капель дождя  $D = 0,5–3$  мм,

мороси –  $< 0,1–1$  мм, дымки – от 0,1 до 10–100 мкм, тумана – 1–10 мкм.

Предварительный анализ формы спектров показал, что частота гидрометеорологического максимума ( $f_{\max}$ ) существенно зависит от вида осадков, а в спектрах можно выделить характерные участки. В низкочастотной области спектра ( $f < f_{\max}$ ) имеется участок с положительной степенной зависимостью  $U(f) = B_0 \cdot 10^{\gamma_{\text{н}} f}$  ( $\gamma_{\text{н}}$  – наклон низкочастотного участка), а в высокочастотной области, при  $f > f_{\max}$ , имеются два характерных участка спада – степенной  $10^{-\gamma_{\text{в}} f}$  ( $\gamma_{\text{в}} = -2,5 \dots -5/3$ ), переходящий в очень крутой спад  $10^{-\gamma_{\text{в1}} f}$  ( $\gamma_{\text{в1}} = -3 \dots -5$ ). В ряде случаев спектр хорошо описывается экспоненциальной функцией вида  $a \exp(x-b)/c$ .

В реальных условиях средняя скорость движения частиц осадков  $V_{\text{дв}} = (V_{\text{г}}^2 + C_{\text{ч}} V_{\text{в}}^2)^{1/2}$  определяется скоростью гравитационного падения  $V_{\text{г}}$ , скоростью движения среды (ветра)  $V_{\text{в}}$ , коэффициентом увлечения частиц  $C_{\text{ч}}$ . Для крупных частиц дождя ( $D > 1$  мм) сила сопротивления  $F_x$ , действующая на каплю в воздухе, практически не зависит от вязкости среды и оценивается по формуле Ньютона  $F_x = -C_x S V^2 \rho^2 / 2$ , где  $S$  – площадь сечения капли,  $\rho$  – плотность среды,  $C_x \sim 0,4$  – коэффициент гидродинамического сопротивления для крупных частиц, который зависит от диаметра частицы [4].

Число Рейнольдса  $Re = \rho V D / \mu = V D / \nu$  ( $\mu$  – коэффициент динамической вязкости,  $\nu = \mu / \rho$  – коэффициент кинематической вязкости среды) – основной безразмерный критерий подобия в гидромеханике, который полностью определяет характер течения вокруг тела и, следовательно, закон сопротивления. В зависимости от величины  $Re$  выделяют три режима течения вокруг частицы (области): 1) ламинарный ( $Re = 0 \div 1$ ) – частицы полностью увлекаются турбулентностью среды; 2) переходной ( $Re = 1 \div 700$ ) – частицы увлекаются масштабами турбулентности с фазовой задержкой, которая зависит от коэффициента увлечения  $C_{\text{ч}} \sim C_x$ ; 3) турбулентный ( $Re > 700$ ) – в дополнение к большой скорости гравитационного падения частицы увлекаются в основном крупными масштабами турбулентности (больше  $L_0$ ) и средней скоростью ветра. При  $Re > 3 \cdot 10^5$  коэффициент сопротивления резко падает, что связано с турбулизацией потока (кризис сопротивления)

Поле флуктуации скорости ветра в атмосфере фактически является вихревым, оно получает энергию от средней скорости ветра и конвективных потоков. Это поле включает вихри размером от внешнего  $L_0$  до внутреннего  $l_0$  масштаба турбулентности. Каждый из вихрей имеет свою угловую скорость вращения ( $\omega$ ). Частицы в таком потоке в зависимости от коэффициента увлечения отстают по фазе от потока и могут приобретать вращательное движение. При этом на частицу действует подъемная сила Магнуса ( $F_{\omega}$ ), в которой коэффициент увлечения ( $C_{\omega}$ ) определяется экспериментально [3].

Из экспериментальных данных известно, что установившаяся гравитационная скорость падения крупных капель достигает 8 м/с (расчетная  $\sim D^{1/2}$ ); скорость осаждения капель мороси размером 0,1–1 мм составляет от десятых до 2–3 м/с (расчетов нет); скорость осаждения туманной дымки (частицы размером 20–100 мкм) и тумана (1–10 мкм) определяется силами вязкости и составляет от сотых до десятых м/с (расчетная  $\sim D^2$ ) [2]. На рис. 1 приведена зависимость числа Re от диаметра частиц и скорости движения: для частиц дождя и крупных частиц мороси ( $D = 1–4$  мм) взята скорость гравитационного падения, для частиц  $D < 0,1$  мм – скорость полного увлечения ветром. Учитывая, что гравитационная скорость капель дождя ( $D = 3$  мм) составляет 6–8 м/с, дождь попадает в область 3 за счет собственной скорости, исключая частицы диаметром меньше 2 мм, которые увлекаются крупными вихрями. Крупные частицы мороси находятся в переходной области и увлекаются крупными турбулентными вихрями, а мелкая морось и дымка – дополнительно средними и мелкими вихрями. Во время установившихся туманов обычно ветра нет.

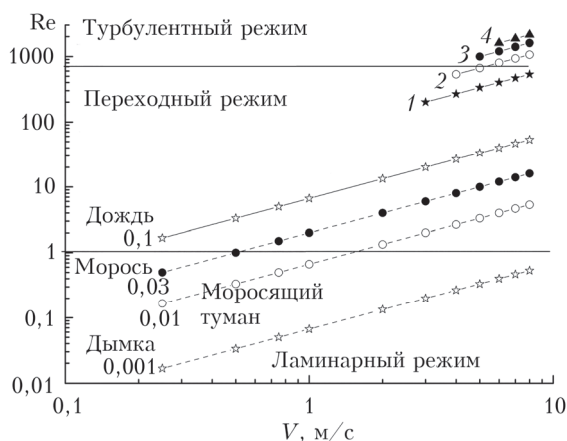


Рис. 1. Зависимость числа Re от скорости движения и диаметра частиц  $D$ , мм (числа у прямых)

Для аэрозольных частиц меньше 1 мкм, приняв гипотезу консервативной пассивной примеси [13, 14], рассмотрим автокорреляционную функцию флуктуаций коэффициента обратнорассеянного излучения с учетом фазовой задержки частицы относительно скорости увлечения ее ветром и вращающимся вихрем. Она включает нестационарный экспоненциальный член (флуктуации средней скорости ветра) и гармоническую составляющую движения частиц диаметром более 0,44 мкм (скорость вращения вихря), подтвержденную экспериментально на высотах 400–5000 м. В спектре флуктуаций имеется участок с наклоном  $-5/3$ , который указывает на то, что частицы на этих высотах увлекаются вихрями инерционного интервала.

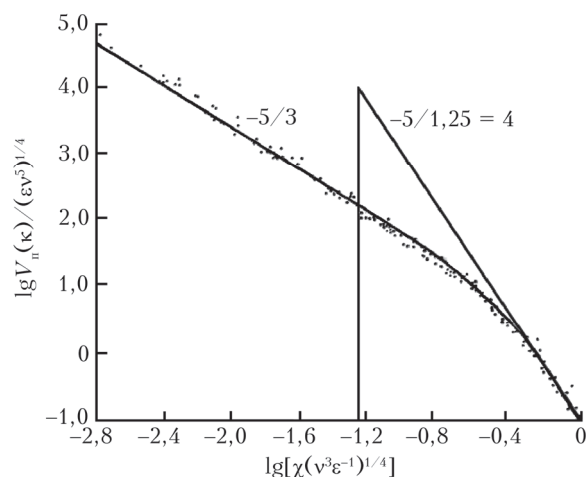


Рис. 2. Спектральная плотность продольной скорости ветра  $V_n(\kappa)$

Обработка спектров проведена по основным параметрам, рассмотренным при обсуждении характерных участков спектров. В анализе были учтены основные параметры спектральной плотности флуктуаций продольной скорости ветра  $V_n(\kappa)$ , представленные на рис. 2 в [1]. Видно, что инерционный интервал  $V_n(\kappa) \sim \kappa^{-5/3}$  при  $2\pi/L_0 \ll \kappa \ll 2\pi/l_0$  ( $\kappa = 2\pi/l$ ,  $l$  – размер неоднородностей;  $l_0$  – внутренний масштаб турбулентности) плавно переходит в интервал диссипации со степенным спектром  $V(\kappa) \sim \kappa^{-4}$  при  $l \ll l_0$  (согласно [1]).

Как показал предварительный анализ, форму спектра можно характеризовать четырьмя параметрами: частота максимума  $f_{\max}$ , наклон низкочастотного участка спектра  $\gamma_n$  при  $f < f_{\max}$  и два наклона высокочастотного участка  $\gamma_v$  и  $\gamma_{v1}$  при  $f > f_{\max}$ , причем участок с  $\gamma_{v1} = -3 \dots -5$  (участок диссипации) хорошо описывается как степенной функцией, так и частично экспонентой  $a \exp[-(f-b)/c]$  ( $a$ ,  $b$  и  $c$  – переменные (подгоночные) параметры). В дальнейшем мы применяли только степенную функцию, так как экспонента содержит три переменных параметра, что затрудняет их подбор и анализ в зависимости от условий распространения.

На рис. 3 приведены зависимости основных параметров спектров от коэффициента объемного рассеяния  $\alpha$  в дожде, мороси, дымке и тумане, а также для примера наклоны в зависимости от скорости ветра  $V$  для дождя и мороси. Пунктирные прямые на рисунках соответствуют известным наклонам спектра флуктуаций скорости ветра  $U(f)$  на различных участках в области максимума ( $2/3$ ;  $-2/3$ ;  $-4/3$ ;  $-5/3$ ) и в области внутреннего масштаба турбулентности ( $-3$  и  $-5$ ). Линейные уравнения рассчитаны методом наименьших квадратов, для частоты максимума спектра были дополнительно выбраны методом подгонки степенные уравнения, обозначенные как  $f_{\max}^1$ . В таблице даны уравнения, полученные при обработке данных.

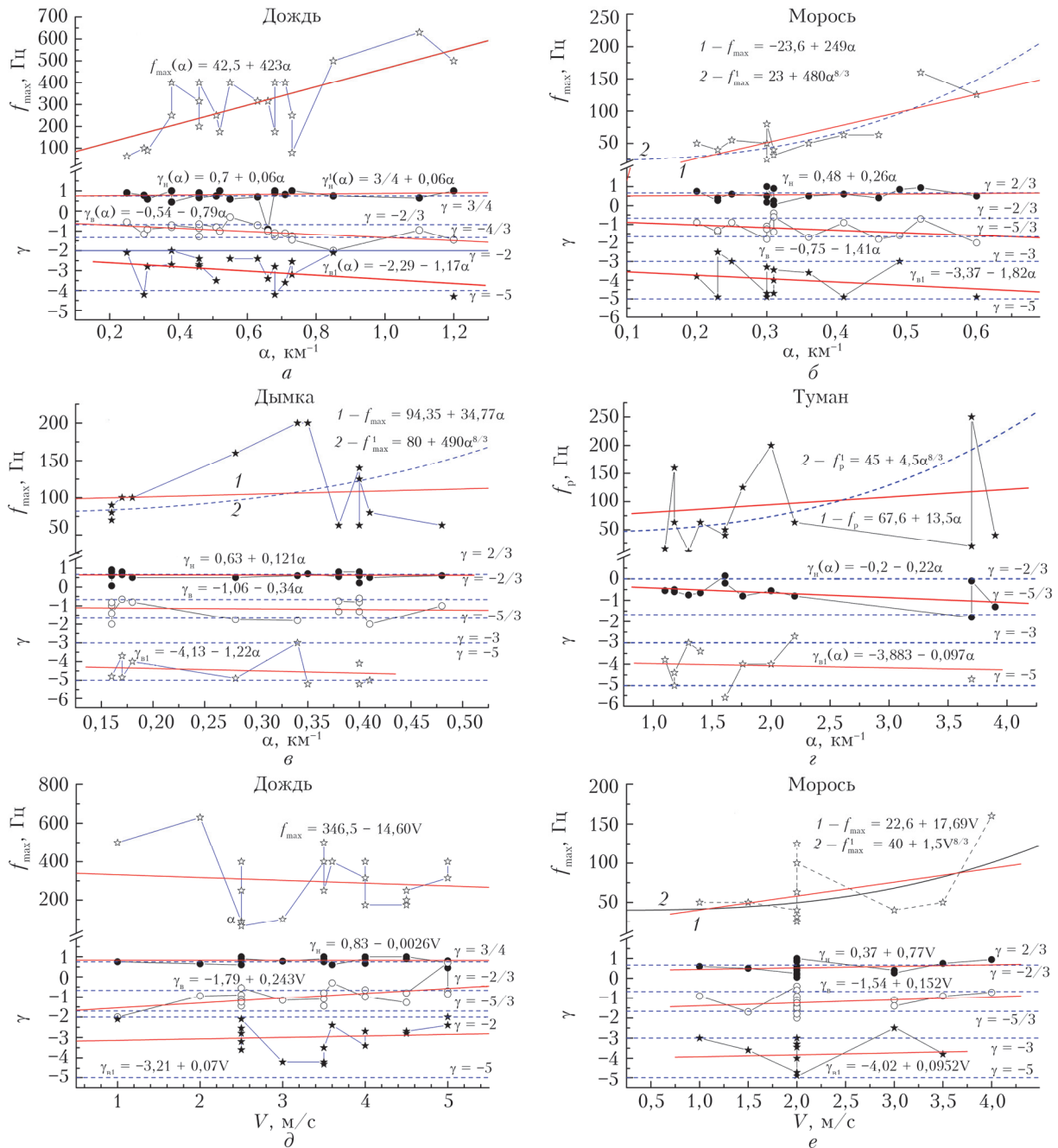


Рис. 3. Частота максимума и показатели степени наклонов в дожде (а), мороси (б), дымке (в), тумане ( $f_p$  — частота точки перегиба) (г) в зависимости от коэффициента ослабления; показатели степени наклонов в зависимости от скорости ветра в дожде (д) и мороси (е)

При анализе необходимо учитывать полную скорость движения частиц  $V_{\text{дв}} (V_{\Gamma}^2 C_{\text{ч}} V_{\text{в}}^2)^{1/2}$ , где  $C_{\text{ч}} = C_{\text{х}} = 0,4$ , т.е. равна коэффициенту гидродинамического сопротивления, для дождя и  $C_{\text{х}} = 0,8$  для частиц  $< 100$  мкм. Тогда при скорости ветра  $V_{\text{в}} = 5$  м/с в дожде  $V_{\text{дв}} = 5,4$  м/с ( $V_{\Gamma} = 5$  м/с), для более мелких частиц  $V_{\text{дв}} = 5,02$  м/с ( $V_{\Gamma} = 0,5$  м/с).

Это означает, что с увеличением скорости ветра в равномерном потоке скорость движения крупных и мелких частиц выравнивается. В турбулентном потоке общая скорость движения частиц определяется скоростью переноса ветром турбулентного образования и скоростью увлечения частицы конкретным вихрем с учетом коэффициента увлечения.

**Уравнения линий регрессии и среднеквадратические отклонения ( $\sigma$ ) наклонов спектров в низкочастотной ( $\gamma_n$ ) и высокочастотной областях ( $\gamma_b, \gamma_{b1}$ ) и частоты максимума спектра ( $f_{max}$ ) в зависимости от коэффициента объемного рассеяния ( $\alpha$ ), скорости ветра ( $V$ ) и ее перпендикулярной составляющей ( $V_{\perp}$ ) для разных типов частиц**

Тип осадков	Уравнение					
	от $\alpha$ (диапазон измерений, км <sup>-1</sup> )	$\sigma$	от $V$ (диапазон измерений, м/с)	$\sigma$	от $V_{\perp}$ (диапазон измерений, м/с)	$\sigma$
$\gamma_n (f < f_{max})$						
Дождь	$0,7 + 0,06\alpha$ (0,2...1,2)	0,15	$0,83 + 0,0026V$ (1...5)	0,04	$0,798 + 0,013V_{\perp}$ (0,5...2,7)	0,1
Морось	$0,48 + 0,26\alpha$ (0,2...0,6)	0,11	$0,37 + 0,077V$ (1...3,5)	0,1	$0,45 + 0,07V_{\perp}$ (0,4...2)	0,17
Дымка	$0,63 + 0,12\alpha$ (0,15...0,5)	1,47	$0,61 - 0,005V$ (1...5)	0,06	$0,63 + 0,12V_{\perp}$ (0...3,2)	0,07
Туман	— (1...4)	—	—	—	—	—
$\gamma_b, \gamma_{b1} (f > f_{max})$						
Дождь	$-0,54 - 0,79\alpha$ $-2,29 - 1,17\alpha$	0,34	$-1,79 + 0,243V$ $-3,21 + 0,07V$	0,34	$-1,04 + 0,016V_{\perp}$ $-3,24 + 0,19V_{\perp}$	0,32
Морось	$-0,75 - 1,41\alpha$ $-3,37 - 1,82\alpha$	0,26	$-1,54 + 0,15V$ $-4,02 + 0,095V$	0,17	$-0,66 - 0,39V_{\perp}$ $-3,7 - 0,09V_{\perp}$	0,31
Дымка	$-1,06 - 0,34\alpha$ $-4,13 - 1,22\alpha$	1,1 2,4	$-1,1 - 0,02V$ $-5,7 - 0,4V$	0,13 0,4	$-1,16 - 0,009V_{\perp}$ $-4,28 - 0,33V_{\perp}$	0,16 0,25
Туман	$-0,2 - 0,22\alpha$ $-3,88 - 0,097\alpha$	0,23	—	—	—	—
$f_{max}$						
Дождь	$42,5 + 423\alpha$	166	$346,5 - 14,6V$	57,8	$226,8 + 46,1V_{\perp}$	95,2
Морось	$23,6 + 249\alpha$	390	$22,6 + 1,5V$	12	$55,1 + 4,19V_{\perp}$	25
Дымка	$94,1 + 34,8\alpha$	100	$106,1 - 0,51V$	12	$110,3 + 8,68V_{\perp}$	14
Туман	$67,6 + 13,5\alpha$	13	—	—	—	—
Степенные уравнения $f_{max}^1$						
Дождь	$133 + 350\alpha^{3/3}$					
Морось	$23 + 480\alpha^{8/3}$					
Дымка	$80 + 490\alpha^{8/3}$					
Туман	$45 + 4,5\alpha^{8/3}$					

### Анализ результатов

На рис. 3 и в таблице уравнения зависимости частоты максимума от  $\alpha$ ,  $V$  и  $V_{\perp}$  неудовлетворительно описывают экспериментальные данные. Поэтому были построены спектры флуктуаций интенсивности (рис. 4) со следующей нормировкой: по вертикали — на максимальное значение амплитуды на частоте максимума, по горизонтали — на частоту максимума. На рис. 4 видно, что спектры хорошо совместились, несмотря на разные виды частиц, время измерения (часы, месяцы) и среднюю скорость ветра. Это можно объяснить тем, что частицы в турбулентном поле не являются консервативной примесью, так как на их перенос затрачивается значительная энергия флуктуаций скорости ветра. Частицы могут увлекаться вихрями с масштабами порядка размера частицы и более в зависимости от объемной плотности мощности вихря и массы частицы. Размерность спектра  $W(f)$  — Вт, а  $U(f) = fW(f)$  — Вт/с. Если мощность вихря недостаточна для увлечения частицы, то частица увлекается более крупными вихрями. Спектр  $k$  объемной плотности мощности флуктуаций скорости ветра имеет положительный наклон в области

внешнего масштаба турбулентности, переходит через максимум, инерционный интервал, включающий два отрицательных наклона, и интервал диссипации, на котором энергия турбулентности переходит в тепло. Распределение частиц по размерам, массе и концентрации также имеет свои максимумы и коэффициенты увлечения. Кроме того частица, увлекаемая вихрем в пределах объема пучка изучения, перемещается в трехмерном пространстве; как следствие, интенсивность рассеянного поля изменяется в зависимости от ее положения в лазерном пучке в каждый момент времени пропорционально ее освещенности флуктуирующим полем излучения. Взаимодействие поля флуктуаций скорости ветра и увлекаемого им поля распределения частиц по размерам и массе определяет частоту максимума спектра рассеянного поля и слабую зависимость от средней скорости ветра, которая является источником энергии для поля турбулентности.

Из рис. 4 следует, что спектры флуктуаций рассеянного поля в дождях, мороси и дымках подобны между собой и включают три характерных участка: низкочастотный с положительным наклоном спектра  $\gamma_n$  (при  $f < f_{max}$ ) и два высокочастотных

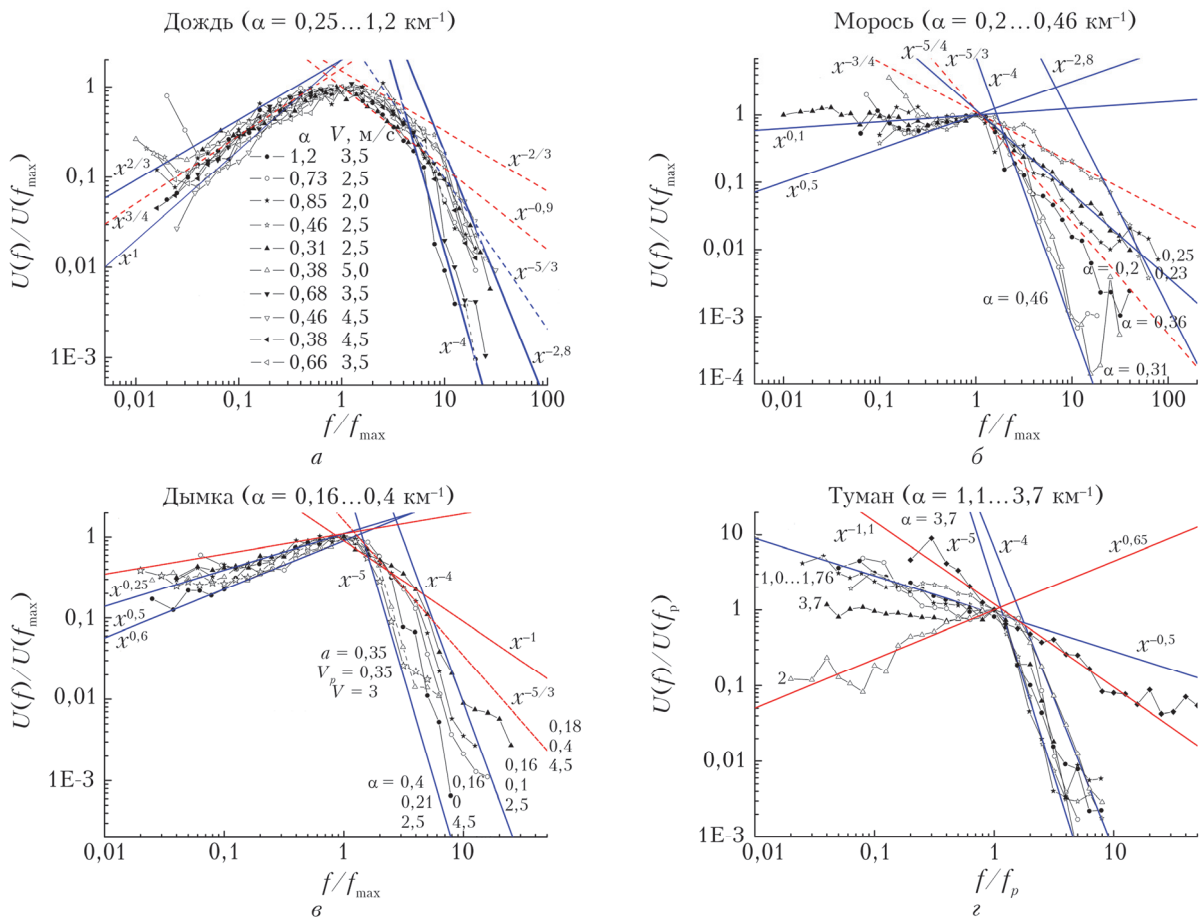


Рис. 4. Спектры флуктуаций интенсивности рассеянного излучения, нормированные на максимальное значение, от частоты, нормированной на частоту максимума, в дожде (а), мороси (б), дымке (в) и тумане (г), где за частоту нормировки  $f_p$  принята точка пересечения двух степенных участков спектра

с отрицательными наклонами  $\gamma_B, \gamma_{B1}$  (при  $f < f_{\max}$ ). Наклоны нормированных спектров зависят от коэффициента ослабления  $\alpha$  и связанного с ним распределения частиц по размерам. Скорость ветра и ее перпендикулярная составляющая практически не влияют на частоту максимума и наклоны в условиях измерений. Возможно, при больших скоростях ветра это влияние увеличит частоту максимума за счет переноса турбулентного вихря. В тумане (рис. 4, г) скорость ветра практически не регистрировалась, так как была ниже предела чувствительности метеостанции, и спектры имеют другую форму, которая будет рассмотрена отдельно.

Отметим еще два общих фактора, влияющих на результаты анализа. Коэффициент ослабления  $\alpha$  интегральный, он зависит от концентрации частиц и их распределения по размерам. Спектр рассеянного излучения, в свою очередь, определяется конкретными параметрами распределения по размерам и массе. Наблюдаемая зависимость спектров от скорости ветра и ее перпендикулярной составляющей может быть объяснена тем, что они являются источником энергии для возникновения турбулентности и ее переноса в пространстве.

### Сравнение данных, приведенных на рис. 3 и 4

**Дождь (3...0,05 мм).** На низкочастотном участке спектра ( $f < f_{\max}$ ) наклон  $\gamma_B = 0,7 + 0,06\alpha = 3/4$  (см. рис. 3, а и таблицу) слабо зависит от  $\alpha$ , практически не зависит от  $V$  и  $V_{\perp}$  (см. таблицу). Спектр формируется крупными тяжелыми каплями дождя, падающими с гравитационной скоростью, которые могут частично увлекаться крупными вихрями внешнего масштаба турбулентности, так как оценки, приведенные выше, показали несущественное влияние средней скорости ветра на движение капель в условиях измерения. Наклоны всех нормированных спектров  $f/f_{\max}$  (см. рис. 4, а) лежат в пределах  $1 \dots 2/3$  и в среднем равны  $3/4$ . При приближении к максимуму наклон переходит через участок  $2/3$ . **Высокочастотный спектр ( $f > f_{\max}$ )** имеет три участка с отрицательными показателями степени: участок с показателем степени  $-2/3 \dots -0,9$  (см. рис. 4, а), переходящий в участок с показателем степени  $-5/3$ , формируемый каплями диаметром в десятые доли мм, которые

увлекаются вихрями инерционного участка спектра ветра. Эти участки спектра соответствуют наклону  $\gamma_v = -0,54 - 0,79\alpha$  (см. рис. 3, а и таблицу). Третий участок спектра с наклоном  $-2,8...-4$  формируется каплями диаметром в сотни мкм, которые увлекаются вихрями начального участка влияния сил трения (внутреннего масштаба спектра ветра); этот участок спектра соответствует наклону  $\gamma_{v1} = -2,29 - 1,17\alpha$ .

**Морось (1...0,01 мм).** На низкочастотном участке спектра ( $f < f_{max}$ ) наклон  $\gamma_n = 0,48 + 0,26\alpha$  (см. рис. 3, б и таблицу) слабо зависит от  $\alpha$ ; спектр формируется более легкими каплями дождя размерами 1 мм и меньше, которые увлекаются меньшими вихрями внешнего масштаба по сравнению с каплями дождя. Этот наклон дополнительно зависит от скорости ветра  $V$  и в меньшей степени от  $V_{\perp}$ . Наклоны нормированных спектров (см. рис. 4, б) лежат в пределах  $0,5...0,1$  (в среднем  $1/3$ ), т.е. эти капли увлекаются меньшими вихрями внешнего масштаба. **Высокочастотный участок спектра ( $f > f_{max}$ )** также включает три участка с отрицательными показателями степени: небольшой участок с показателем степени  $-2/3$ , переходящий в участок с показателем  $-5/3$  (см. рис. 4, б), соответствующий наклону  $\gamma_v = -0,75...-1,41\alpha$  между  $-2/3$  и  $-5/3$  (см. рис. 3, б и таблицу), которые формируются каплями диаметром в десятые и сотые доли миллиметра и увлекаются вихрями инерционного участка спектра ветра. Третий участок спектра с наклоном  $-4...-5$  (см. рис. 4, б) формируется каплями диаметром в сотые доли микрометра, которые увлекаются вихрями внутреннего масштаба спектра ветра; он соответствует наклону  $\gamma_{v1} = -3,37 - 1,82\alpha$ .

**Дымка (10...100 мкм).** На низкочастотном участке спектра ( $f < f_{max}$ ) наклон  $\gamma_n = 0,63 + 0,12\alpha$  (см. рис. 3, в и таблицу) слабо зависит от  $\alpha$  и спектр формируется легкими каплями размером 100 мкм и меньше, которые хорошо увлекаются вихрями порядка внешнего масштаба. Наклоны нормированных спектров (см. рис. 4, в) лежат в пределах  $0,5...0,6$ , формируются каплями, которые увлекаются всеми вихрями масштаба  $L \sim L_0$ , и зависят от скорости ветра  $V_{\perp}$  и в меньшей степени от  $V$ . На высокочастотном участке ( $f > f_{max}$ ) спектр включает только два сегмента с отрицательными показателями степени: переходной участок — смешанный, с пересекающимися показателями степени  $-1$  и  $-5/3$  (см. рис. 4, в) ( $\gamma_v = -1,06 - 0,34\alpha$ , между  $-2/3$  и  $-5/3$ , см. рис. 3, в и таблицу), который формируется каплями диаметром в десятки микрометров и увлекаются вихрями переходного и инерционного участков спектра ветра. На третьем участке спектра наклон  $\gamma_{v1} = -3,37 - 1,82\alpha$  (см. рис. 3, в и таблицу) близок к отрицательным между  $-3$  и  $-5$  на участке диссипации и на нормированных спектрах (см. рис. 4, в), он формируется каплями диаметром в единицы и десятые доли микрометра, которые увлекаются вихрями внутреннего масштаба спектра ветра.

**Туман (1...10 мкм).** Спектр флуктуаций рассеянного излучения в тумане включает только два высокочастотных участка: первый наклон  $\gamma_v = -0,2 - 0,22$  в области  $0...-5/3$  и второй  $\gamma_{v1} = -3,88 - 0,097\alpha$  ( $-3,5...-5$ ) (см. рис. 3, з), причем первый наклон зависит от коэффициента ослабления, который изменялся в пределах  $1...4$ . Второй участок спектра слабо зависит от  $\alpha$ . Такую зависимость можно объяснить, анализируя нормированный спектр. За частоту и амплитуду нормировки была выбрана точка пересечения наклонов участков спектра. При  $\alpha = 1,1...1,76$  первая группа спектров группируется около линии с наклоном  $-0,5$ , а вторая —  $-4...-5$  (см. рис. 4, з). При  $\alpha = 2...3,7$  наклоны спектров отличаются от первой группы (номера соответствуют порядку измерений). Возможно, это связано с нестационарным режимом перестройки плотности и структуры тумана. Спектры в тумане подобны по форме спектрам в высокочастотной области в дымке. Наклон первой группы  $\gamma_v = -0,5$ , и спектр достаточно широкий по частоте, во второй группе  $\gamma_{v1} = -4$  совпадает с наклоном в дымке (см. рис. 3, з). Измерения выполнены в туманах при  $\alpha_{0,55} = 1 - 4 \text{ км}^{-1}$  и колебаниях скорости ветра в пределах от 0 до десятков см/с, которые не регистрируются метеостанцией. В туманах счетное распределение частиц по размерам имеет максимум в области  $0,3...20 \text{ мкм}$  для частиц диаметром  $2...4 \text{ мкм}$ , подвижность и скорость оседания которых зависят от диаметра. В условиях радиационного тумана температура земли выше температуры тумана и неоднородна по поверхности. Это приводит к возникновению крупных конвективных турбулентных потоков воздуха, которые, увлекая частицы тумана формируют, подобные турбулентные масштабы флуктуации концентрации частиц.

Отметим, что наклоны в спектрах дымки и, по крайней мере, в слабом тумане ( $-3,5...-5$ ) находятся в интервале диссипации (см. рис. 4, в, з), а дождях и мороси ( $-2,8...-4$ ) лишь частично (см. рис. 4, а, б). Это отличие можно объяснить тем, что в дымке и, по крайней мере, в слабом тумане всегда присутствует микронная и субмикронная частицы аэрозоля, которые увлекаются масштабами вихрей интервала диссипации ( $l < l_0$ ), ускоряя процесс диссипации энергии турбулентности в тепло. В работах [13, 15] рассмотрено упорядоченное движение частицы в атмосфере и показано, что скорость движения имеет две составляющих: нестационарную экспоненциальную за время корреляции и установившуюся гармоническую составляющую скорости вращения увлекающего вихря с фазовой задержкой. Результаты самолетных экспериментальных исследований флуктуаций обратного рассеянного лазерного излучения в условиях разреженной атмосфере (высота  $1-4 \text{ км}$ ) показали, что корреляционные функции частиц с  $D > 0,4 \text{ мкм}$  включают синусоидальную составляющую сигнала, зависящую от размера частицы. По этой частоте и скорости движения оценивался внутренний масштаб турбулентности.



Спектр скорости ветра в условиях измерений может отклоняться от спектров в условиях чистой

атмосферы. Это связано с рядом факторов, влияющих на формирование спектра.

1. Энергия флуктуаций скорости ветра определяется средними значениями и градиентами скорости ветра и температуры, т.е. ветровой и конвективной составляющими турбулентности. Число Ричардсона  $Ri = g(dT_0/dz)/(T_0(du/dz)^2)$  определяет режим температурной стратификации, т.е. отношение мощности, расходуемой на преодоление архимедовых сил, к мощности рейнольдсовых напряжений. При  $dT_0/dz < 0$  значения  $Ri < 0$  и реализуется режим неустойчивой температурной стратификации, при котором развивается наиболее развитая турбулентность с внешним масштабом  $L_0$  [1].

2. Изменяется температурный режим в среде, особенно при выпадении осадков, что приводит к подавлению флуктуаций температуры, показателя преломления и конвективной составляющей турбулентности, увеличению числа  $Ri$ . Согласно работе [1] при устойчивой температурной стратификации  $Ri > 0$  увеличивается доля энергии, затрачиваемой на подавление архимедовых сил. Масштаб неоднородностей  $L_k$ , на который существенное влияние оказывают архимедовы силы, связан с внешним масштабом турбулентности  $L_0$ :  $L_k = L_0(1 - \alpha Ri)^{5/4}/(\alpha^{3/4}|Ri|^{3/2})$ . Если  $L_k > L_0$  при  $|Ri| \ll 1$ , то влияние архимедовых сил проявляется лишь вне инерционного интервала. Если же  $|Ri|$  велико, то при устойчивой стратификации в области масштабов  $L_0 \gg r \gg L_k$  изменяются спектры и структурные характеристики флуктуаций скорости ветра и температуры. При  $\kappa L_k \ll 1$  спектральная плотность флуктуаций скорости ветра  $E(\kappa) \sim \kappa^{-11/5}$  (вместо  $\kappa^{-11/3}$ ),  $D_{\Pi} \sim r^{-6/5}$  (вместо  $r^{-2/3}$ ),  $D_T \sim r^{-2/5}$  (вместо  $r^{-2/3}$ ), а в области  $L_k \gg r \gg l_0$  работают прежние формулы. Зависимость структурных функций от температурной стратификации рассмотрена в [1].

## Заключение

Флуктуации рассеянного излучения лазерного пучка, который распространяется в дождях, мороси, дымке формируются в результате взаимодействия двух полей: флуктуирующего поля скорости ветра со своим распределением энергии/мощности по спектру, включая область от внешнего масштаба ( $L_0$ ) и интервал диссипации ( $l_0$ ), получающего энергию от средней скорости ветра, и поле движущихся частиц со своим распределением по размерам и массе. Поле скорости ветра является непрерывным и вихревым, а поле частиц распределено в пространстве и увлекается вихревым полем флуктуаций ветра. Общее поле переносится в пространстве со средней скоростью ветра. Причем поле частиц, дискретное и трехмерное, перемещается в любом направлении в этом вихревом поле. Поэтому частота максимума спектра флуктуаций рассеянного лазерного излучения в дождях, мороси и дымке в основном опреде-

ляется скоростью движения частиц в поле флуктуаций скорости ветра и в меньшей степени средней

и перпендикулярной составляющими скорости ветра.

Спектры флуктуаций рассеянного излучения подобны и хорошо описываются характерными наклонами, за исключением частоты максимума. Лучшим параметром для оценки параметров спектров является коэффициент ослабления атмосферы  $\alpha$ . Отличия в спектрах присутствуют в области диссипации. В дождях и мороси наклоны спектров в высокочастотной области составляют  $-4 \dots -3$ , а в дымке и туманах  $-5 \dots -4$ . Отличие в наклонах состоит в том, что в дымке и, по крайней мере, в слабом тумане всегда присутствует микронная и субмикронная фракции аэрозольных частиц, которые увлекаются масштабами вихрей интервала диссипации ( $l < l_0$ ), ускоряя процесс диссипации энергии турбулентности в условиях разряженной атмосфере.

**Финансирование.** Работа выполнена в рамках базового проекта № АААА-А17-117021310149-4 – Банах В.А.

## Список литературы

1. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
2. Митрофанов А. Полеты в струе и наяву // Научно-популярный физ.-мат. журн. Квант. 1991. № 9. С. 2–10.
3. Архипов В.А., Устинова А.С. Движение аэрозольных частиц в потоке. Томск: Изд. дом ТГУ, 2013. 90 с.
4. Гурвич А.С., Покасов В.В. О спектре флуктуаций лазерного излучения в турбулентной атмосфере при дожде // Изв. АН СССР. Физ. атмосф. и океана. 1972. Т. 8, № 8. С. 878–879.
5. Жуков А.Ф., Вострецов Н.А. О флуктуациях излучения лазерного пучка в приземной атмосфере при снегопадах // Оптика атмосф. и океана. 2003. Т. 16, № 12. С. 1089–1098.
6. Zhykov A.F., Kabanov M.V., Tshvyk R.Sh. Temporal fluctuation of laser beam radiation in atmospheric precipitation // Appl. Opt. 1988. V. 27, N 3. P. 578–583.
7. Ting-i Wang, Lataitis R., Lawrence R.S., Ochs G.R. Laser weather identifier: Present and future // J. Appl. Meteorol. 1982. V. 21, N 1. P. 1747–1753.
8. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф. Нормированная дисперсия флуктуаций интенсивности расходящегося пучка в снегопадах при смещении фотоприемника с оптической оси // Оптика атмосф. и океана. 2006. Т. 19, № 5. С. 419–421.
9. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф. О флуктуациях интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в снегопаде // Оптика атмосф. и океана. 1994. Т. 7, № 1. С. 25–28.
10. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф. Флуктуации интенсивности рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземном слое атмосферы. Снегопад // Оптика атмосф. и океана. 1999. Т. 12, № 8. С. 689–693.
11. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф. Нормированная временная автокорреляционная функция флуктуаций рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка (0,63 мкм) в приземной атмосфере в дожде, мороси,



- тумане и дымке // Оптика атмосф. и океана. 2016. Т. 29, № 5. С. 377–379. DOI: 10.15372/АОО20160503.
12. *Вострецов Н.А.* Распределение плотности вероятностей флуктуаций рассеянного излучения фокусированного лазерного пучка в приземной атмосфере в дожде, мороси, тумане // Оптика атмосф. и океана. 2018. Т. 31, № 1. С. 24–27. DOI: 10.15372/АОО20180104.
13. *Зуев В.Е., Кабанов М.В.* Оптика атмосферного аэрозоля. Л.: Гидрометеониздат, 1987. Т. 4. 255 с.
14. *Винниченко Н.К., Пинус Н.З., Шметтер С.М., Шур Г.Н.* Турбулентность в свободной атмосфере. Л.: Гидрометеониздат, 1976. 288 с.
15. *Зуев В.Е., Белан Б.Д., Заде Г.О.* Оптическая погода. Новосибирск: Наука, 1990. 192 с.

*Tsvyk R.Sh., Vostretsov N.A.* **Spectra of intensity fluctuations of scattered radiation of a focused laser beam in rain, drizzle, fog, and haze.**

The results of experimental studies of the spectra of fluctuations of the scattered radiation intensity of a laser beam propagating through the surface atmosphere in rains, drizzle, haze, and fog are presented. The laser beam radiation was focused at the end of a 130 m path. The intensity fluctuations were measured at a distance of 10 mm from the focal spot, in the region of radiation scattered on the particles in the atmosphere. The spectrum of scattered radiation fluctuations  $U(f) = fW(f) / \int W(f)df$  in rain, drizzle, and haze is characterized by four parameters: the maximum frequency  $f_{\max}$ , the inclination of the low-frequency part of the spectrum  $1 > \gamma_v > 0$  at  $f < f_{\max}$  and two inclinations of the high-frequency region  $\gamma_v = -2.5 \dots -5/3$  and  $\gamma_{v1} = -3 \dots -5$  at  $f > f_{\max}$ ; and in a weak fog, mainly by two negative inclinations  $\gamma_v = -0.5$  and  $\gamma_{v1} = -4 \dots -5$ . The frequency of the scattered field spectrum maximum is determined by the interaction of the vortex field of wind speed fluctuations, the field of particle size and mass distributions, and the drag coefficient.