

А.Ф. Жуков, Р.Ш. Цвык, Н.А. Вострецов

О ВЛИЯНИИ РАДИУСА КРИВИЗНЫ ФАЗОВОГО ФРОНТА НА ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В СНЕГОПАДЕ

В статье приводятся результаты измерений флуктуации интенсивности лазерного пучка на трассе 130 м в снегопаде при различных значениях параметра фокусировки лазерного пучка. Было установлено, что зависимость дисперсии флуктуации интенсивности лазерного пучка от параметра фокусировки весьма изменчива и определяется относительным вкладом турбулентности и осадков во время проведения измерений. Вклад осадков во флуктуации минимален в фокусированном пучке.

К настоящему времени выполнены многочисленные исследования по флуктуационным характеристикам лазерного пучка в турбулентной атмосфере, которые обобщены в монографиях [1–3]. Гораздо меньше информации имеется по флуктуациям параметров лазерного пучка в атмосфере при наличии осадков [4–11]. Атмосферные осадки существенно усложняют закономерности, описывающие флуктуации параметров пучка, так как возникает непростая проблема одновременного учета действия турбулентности и частиц осадков на характеристики пучка.

Анализ теоретических и экспериментальных работ [1–11] показал, что определить характеристики флуктуации интенсивности в лазерном пучке возможно лишь отдельно для случая распространения в турбулентной среде (без осадков) или в рассеивающей среде (без турбулентности). При этом необходимо учитывать размер пучка, а также его параметры фокусировки или расходимости, которые принято характеризовать радиусом кривизны фазового фронта в центре пучка на излучающей апертуре [3].

Влияние радиуса кривизны фазового фронта на флуктуации интенсивности лазерного пучка в турбулентной атмосфере при выпадении осадков фактически не исследовано. Имеются только некоторые данные о результатах сравнения флуктуации в широком коллимированном и фокусированном пучках, имеющих одинаковый начальный диаметр [11]. Эта работа в некоторой мере восполняет отсутствие данных о влиянии радиуса кривизны фазового фронта на флуктуации лазерного пучка в снегопаде.

1. Измерения проводились в 1986 и 1987 гг. на трассе $L = 130$ м в снегопаде. В качестве источника использовался He–Ne–лазер ЛГ–38 ($\lambda = 0,6328$ мкм). Излучение лазера формировалось линзовым коллиматором, имевшим диаметр объектива 160 мм и фокусное расстояние 1600 мм. Диаметр окуляра – 25 мм. Радиус кривизны волнового фронта в центре излучающей апертуры (R_0) менялся путем перемещения окуляра относительно объектива. Волновой параметр $\Omega = k\alpha_0/L$ во всех пучках был близок к 54, где α_0 – эффективный радиус пучка в плоскости передатчика. В качестве фотоприемников использовались фотоэлектронные умножители ФЭУ–38. Угол поля зрения приемников 10^{-3} рад. Диаметр точечной диафрагмы 0,1 мм. Одновременно измерялись нормированная дисперсия флуктуации $\sigma_s^2 = \langle I - \langle I \rangle \rangle^2 / \langle I \rangle^2$, спектр флуктуации $U(f)$ и автокорреляционная функция $B(t)$. Угловые скобки $\langle \rangle$ означают временное усреднение. Время усреднения для σ составляло 20 с.

Спектр флуктуации $U(f) = \frac{fW(f)}{\int W(f)df}$, ($W(f)$ – спектральная плотность флуктуаций на частоте f)

измерялся 38–канальным частотным анализатором параллельного действия типа FSP–38 в области частот от 2 до 20 кГц. Время осреднения составляло 100 с в каждом канале. Корреляционная функция $B(t)$ измерялась коррелятором Х6–4 с точностью не хуже 5%. Оптическая толщина (τ) оценивалась с помощью измерителя дальности видимости РДВ–3. В анализе результатов используется параметр $X = L/R_0$ который применялся ранее в других работах, например [3].

Для ясности уточним, что при $L/R_0 \approx -1$ фокус пучка находится вблизи плоскости приема, при $-1 < L/R_0 < 0$ фокус пучка располагается за плоскостью приема, и при $L/R_0 < -1$ он находится между плоскостью приема и источником, $L/R_0 > 0$ соответствует расходящемуся пучку.

Отметим также известную трудность [2] установки приемной диафрагмы точно в фокусе пучка ($L/R_0 = -1$), которая объясняет в какой-то мере различия в данных, полученных в разных сериях измерений. Для определения размеров частиц снегопада использовался метод их улавливания на пластину, покрытую мехом. Определение размеров частиц производилось визуально. Методика проведения измерений и обработки подробно описана ранее в [8].

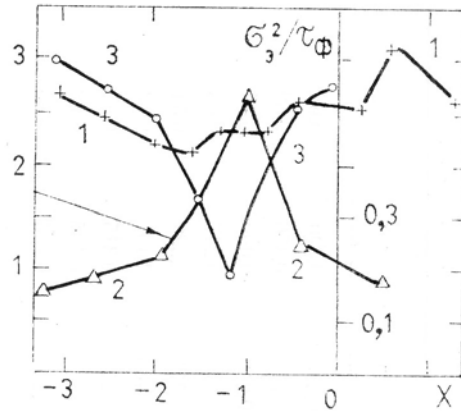


Рис. 1. Зависимость отношения измеренной дисперсии (σ_3^2) к среднему значению оптической толщи ($\tau_{ср}$) от параметра фокусировки $X = L/R_0$

Было проведено 8 серий измерений зависимости $\sigma_3^2 = f(X)$, по четыре серии для пучков с Ω , равной 54 и 30. На рис. 1 приведены результаты трех серий измерений в пучке с $\Omega = 54\sigma_3^2 / \tau_{ср} = f(X)$. Обращаем внимание, что вертикальный масштаб для кривой 1 в пять раз больше, чем для кривых 2 и 3. Сразу же бросается в глаза резкое отличие зависимостей между собой. Если кривая 1 имеет почти нейтральный ход от X , то для кривой 2 характерен максимум, а для кривой 3 минимум при значениях X , близких к минус единице.

Объяснение такой неопределенности будем искать путем анализа турбулентного (σ_t^2) и гидрометеорологического вкладов в измеренную дисперсию (σ_3^2). Был сделан подробный анализ двух серий измерений, проведенных при близких значениях оптической толщи и диаметров частиц. Результаты анализа даны в таблице, где $\sigma_{3,ср}^2$ есть среднее значение дисперсии, рассчитанное по 10–15 значениям, полученным при близких значениях оптической толщи (τ) снегопада; $\sigma_{3,макс}^2$, $\sigma_{3,мин}^2$, $\tau_{макс}$ и $\tau_{мин}$ – максимальное и минимальное значения дисперсии и оптической толщи; a – диаметр частиц в мм. Турбулентный σ_t^2 и снеговой (гидрометеорологический) σ_c^2 вклады в измеренную дисперсию определялись из совместного анализа временных частотных спектров и дисперсии σ_3^2 , так же, как это делалось нами ранее в работе [9]. Считалось, что турбулентность и осадки вносят аддитивные вклады в σ_3^2 , т.е. $\sigma_3^2 = \sigma_t^2 + \sigma_c^2$. В этом случае при разделении характерных частот, вызванных турбулентностью и частицами осадков, вклад σ_t^2 и σ_c^2 в σ_3^2 в какой-то мере можно определить пропорционально площади под соответствующей частью спектральной кривой, σ_t^2 и σ_c^2 находились из среднего значения $\sigma_{3,ср}^2$ и спектра, измеренного при каждом фиксированном значении параметра X .

Как видно из таблицы, измерения σ_c^2 проводились при небольших изменениях оптической толщи τ . Естественно ожидать, что при этих значениях τ дисперсия σ_c^2 в каждом из пучков пропорциональна τ . Такая связь ($\sigma_c^2 \sim \tau$) наблюдается на трассе длиной 130 м в широком коллимированном ($\Omega = 54$) и узком расходящемся пучках ($\Omega = 2,5 \cdot 10^{-2}$) [9]. Поэтому логично исследовать не $\sigma_c^2 = f(X)$, а $\sigma_c^2 / \tau_{ср} = f(X)$. Рассчитанные значения σ_c^2 и σ_t^2 для двух серий измерений (1 и 3) приведены на рис. 2. Результаты измерений, показанные на рис. 2, проводились в разных турбулентных условиях. Кривая 3 измерена ночью, а кривые 1 и 2 – днем.

Нетрудно видеть, что снеговой вклад, нормированный на среднее значение оптической толщи, весьма существенно зависит от параметра X . Причем наименее чувствителен к осадкам пучок при значениях параметра X , близких минус единице, т.е. когда фокус пучка находится вблизи плоскости приема (кривые 1, 2; рис. 2).

Напротив, $\sigma_t^2 = f(X)$ имеет обратную зависимость (кривая 1', 2'; рис. 2). Флуктуации (σ_t^2) имеют: наибольшее значение при $X = -1$. Эта особенность характерна также для зависимости $\sigma_t^2 = f(X)$ в турбулентной атмосфере в отсутствие осадков (снегопада), (кривая 4, рис. 4).

Таблица

X	$\sigma_{\text{э,ср}}^2$	$\delta \ddot{\varphi}$	$\delta \ddot{C}$	$\frac{\delta_{\text{э,ср}}^2}{\tau}$	$\frac{\delta^2 C}{\tau}$	$\sigma_{\text{э,мин}}^2$	$\sigma_{\text{э,макс}}^2$	$\tau_{\text{ср}}$	$\tau_{\text{мин}}$	$\tau_{\text{макс}}$	$\alpha, \text{ мм}$
-0,103	0,370	0,020	0,250	0,556	0,53	0,343	0,390	0,66	0,52	0,74	1 ÷ 2
-0,50	0,348	0,037	0,311	0,503	0,450	0,320	0,376	0,69	0,59	0,74	2 ÷ 3
-1,16	0,069	0,044	0,025	0,152	0,055	0,046	0,090	0,45	0,42	0,51	2 ÷ 3
-1,50	0,23	0,037	0,193	0,335	0,283	0,215	0,247	0,68	0,60	0,78	1 ÷ 3
-2,00	0,295	0,032	0,263	0,551	0,487	0,271	0,329	0,54	0,48	0,63	1 ÷ 3
-2,54	0,479	0,035	0,444	0,585	0,541	0,465	0,497	0,82	0,78	0,85	1 ÷ 3
-3,1	0,291	0,030	0,261	0,650	0,58	0,275	0,315	0,45	0,39	0,50	2
+1,25	0,168	0,030	0,138	0,522	0,430	0,144	0,188	0,32	0,28	0,40	1 ÷ 2
+0,55	0,228	0,050	0,178	0,634	0,494	0,210	0,236	0,36	0,35	0,37	2 ÷ 3
+0,25	0,154	0,033	0,121	0,516	0,440	0,114	0,207	0,27	0,24	0,36	1 ÷ 2
0	0,186	0,046	0,140	0,479	0,364	0,116	0,244	0,38	0,27	0,46	1 ÷ 2
0	0,342	0,126	0,216	0,57	0,362	0,291	0,368	0,59	0,52	0,61	2 ÷ 3
-0,50	0,178	0,110	0,068	0,527	0,201	0,169	0,209	0,33	0,33	0,33	1 ÷ 2
-0,75	0,225	0,152	0,072	0,477	0,154	0,189	0,251	0,47	0,43	0,52	2 ÷ 3
-1,0	0,517	0,416	0,101	0,474	0,213	0,271	0,820	0,48	0,46	0,50	2 ÷ 3
-1,25	0,258	0,134	0,124	0,476	0,220	0,209	0,307	0,56	0,52	0,58	3 ÷ 5
-1,50	0,225	0,090	0,135	0,426	0,255	0,196	0,249	0,52	0,48	0,56	2 ÷ 3
-2,0	0,213	0,036	0,177	0,447	0,371	0,179	0,241	0,47	0,40	0,52	1 ÷ 2
-2,54	0,253	0,033	0,22	0,494	0,431	0,206	0,327	0,51	0,44	0,64	2 ÷ 3
-3,1	0,227	0,029	0,197	0,532	0,469	0,159	0,371	0,42	0,32	0,60	2 ÷ 3

Из рис. 3 видно, что низкочастотная часть спектра (турбулентная) существенно увеличивается при значениях $X \approx -1$, когда фокус пучка находится в плоскости приема. Характерно и то, что высокочастотная часть спектра заметно изменяется также при $X = -1$. Нормированная корреляционная функция $b(t) = B(t)/B(t=0)$ при $b(t) \leq 0,1$ удовлетворительно описывается экспоненциальной зависимостью $b(t) = B_0 e^{-A_0 t}$, где B_0 и A_0 — константы. Время корреляции на уровне 0,5 составляет не-

сколько десятков микросекунд и только при $X = -1$ оно составляет несколько сотен микросекунд. Это хорошо согласуется с поведением спектров, так как максимум в спектре флуктуации смещается в область низких частот при значениях $X = -1$.

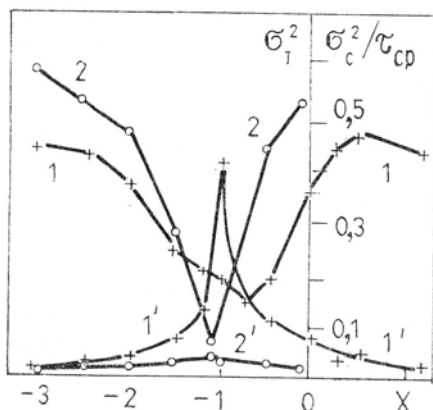


Рис. 2. Зависимость турбулентного (σ_t^2) и гидрометеорологического (σ_c^2) вкладов в измеренную дисперсию (σ_s^2) от параметров фокусировки $X = L/R_0$: 1, 1' — $\sigma_c^2/\tau_{ср}$, σ_c^2 — для кривой 1 рис. 1; 2, 2' — те же параметры, но для кривой 3 рис. 1

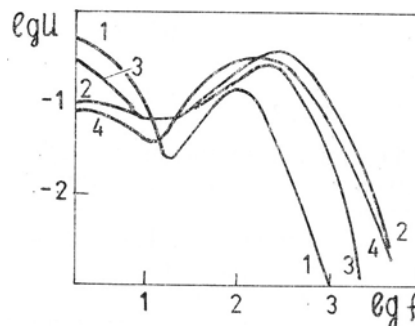


Рис. 3. Частотный спектр флуктуаций интенсивности как функции частоты f при различных значениях параметра фокусировки $X = L/R_0$: $X = -1$ (1); $X = 1,25$ (2); $X = -1,5$ (3); $X = -3,1$ (4)

Обратимся теперь к обсуждению результатов сравнения экспериментов с теоретическими расчетами. Нам известны работы [5–7], из которых можно получить информацию о теоретической зависимости дисперсии флуктуации интенсивности от параметров лазерного пучка в рассеивающей грубодисперсной среде. При $\tau \ll 1$ они дают близкие результаты [6]. Теоретическую оценку $\sigma_p^2(X)$ мы проводим по формулам, полученным В.А. Крутиковым в [5]. В ней показано, что при $L \gg ka^2$

$$\sigma_p^2 = \exp(2\beta W_2) - 1, \quad (1)$$

где $\tau = n_0 \sigma_t L$ — оптическая толщина рассеивающей среды; $\beta = \sigma_s/\sigma_t$, $\sigma_t = \sigma_s + \sigma_a$; n_0 , σ_t , σ_s , σ_a , σ_p^2 , β — соответственно концентрация, сечения ослабления, рассеяния и поглощения рассеивателей, рассчитанное значение дисперсии и альbedo отдельной рассеивающей частицы:

$$W_2 \equiv \frac{1}{\sqrt{P}} \arctg \frac{\sqrt{P}}{1+P}, \quad (2)$$

где $P = AC/Q$, $A = L/ka^2$, a — диаметр рассеивателей, $C^{-1} = \Omega[(1-X)^2 + (1/\Omega)^2]$, $Q = \sigma_t^2/4\pi a^2 \sigma_s$.

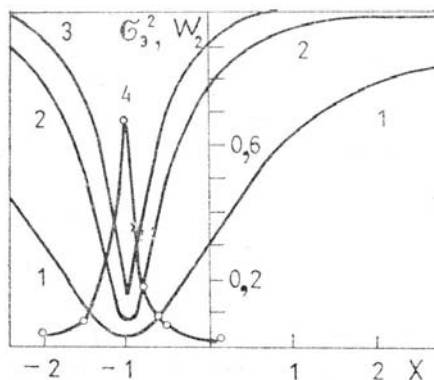


Рис. 4. Результаты расчета W_2 [5] при различных значениях диаметров частиц a : $a = 1$ (1); $a = 3$ (2); $a = 5$ мм (3); 4 — измеренная дисперсия σ^2 в турбулентной атмосфере в отсутствие осадков ($\Omega = 30$)

На рис. 4 приведены результаты расчета функции W_2 для частиц радиуса $a = 1, 3, 5$ мм, реализующихся во время измерений. При этом считалось $\sigma_a = 0$, тогда $Q = 0,5$ и $A \leq 13$. Параметр C рассчитывался по значениям Q и X . Из рис. 4 хорошо видна зависимость этой функции от параметра X и размера частиц. Поэтому для анализа $\sigma_c^2 = f(X)$ мы выбрали только такие серии измерений, при которых размер частиц изменялся в небольших пределах. Как видно из приведенных рисунков, поведение $W_2 = f(X)$ качественно согласуется с зависимостью $\sigma_c^2 = f(X)$.

В то же время рассчитанные значения σ_p^2 по (1) и средние значения τ_{cp} и W_2 существенно отличаются от измеренных значений σ_c^2 . Объяснить эти различия можно двумя фактами. Во-первых, следует принять во внимание, что условие применимости выражения (1) выполняется на трассе, для которой $L \gg ka^2$. В нашем случае даже при $a = 1$ мм $L/ka^2 = A = 13$, что явно недостаточно для обоснованного сравнения. Во-вторых, возможно, область применимости выражения (1) справедлива при значениях τ меньших, чем те, которые реализовались в наших измерениях.

Итак, зависимость $\sigma_s^2 = f(X)$ весьма изменчива и определяется относительной ролью турбулентности σ_t^2 и осадков σ_c^2 во время проведения измерений. Причем, как показывают натурные измерения, индивидуальные вклады σ_t^2 и σ_c^2 имеют противоположный характер поведения при изменении параметра X . Анализ результатов измерений показывает, что зависимость $\sigma_c^2/\tau = f(X)$ близка к симметричной относительно $X \approx -1$. Этот факт, по нашему мнению, имеет большое практическое значение. Фокусировка пучка, при $X = -0,5$ или $-1,5$, например, позволяет увеличить среднюю интенсивность излучения по сравнению с коллимированным пучком, что выгодно улучшает энергетику пучка. Такая фокусировка пучка полезна еще и тем, что заметно уменьшаются по сравнению с коллимированным пучком гидрометеорные флуктуации, в то время как турбулентные флуктуации остаются близкими по величине. Вместе с тем явно видно, что для целей исследования турбулентности в осадках более выгодно использовать фокусированный пучок с $L/R_0 \approx -1$.

В дальнейшем следует провести аналогичные измерения при больших τ и на более длинных трассах. Авторы выражают благодарность А.Г. Боровому и В.А. Крутикову за полезные дискуссии.

1. Миронов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере.— Новосибирск: Наука, 1981. — 46 с.
2. Распространение лазерного пучка в атмосфере/Под ред. Д. Стробена. Пер. с англ. под ред. В.Е. Зуева, В.Л. Миронова. — М.: Мир, 1981. — 414 с.
3. Гурвич Л.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. — Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. — М.: Наука, 1976. — 278 с.
4. Боровой А.Г. Распространение света в осадках. — Изв. вузов, Радиофизика, 1982, т. 25, № 4, с. 391.
5. Крутиков В.А. — В кн.: Проблемы оптики атмосферы/Под ред. В.Е. Зуева. — Новосибирск: Наука, 1983, с. 141.
6. Лукин И.П. Флуктуации световой волны в рассеивающей среде III. Сравнение теории с экспериментом. Деп. в ВИНТИ, № 32—80.
7. Миронов В.Л., Тузова С.И. Флуктуации интенсивности лазерного излучения в среде с дискретными крупномасштабными неоднородностями. — Изв. вузов. Радиофизика, 1980, т. 23, № 12, с. 1453.
8. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф., Кабанов М.В., Цвык Р.Ш. Спектры флуктуации интенсивности лазерных пучков в атмосферных осадках. — Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1984, т. 20, с. 581.
9. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф., Кабанов М.В., Цвык Р.Ш. Статистические характеристики флуктуации интенсивности лазерного пучка в снегопаде. Томск: ТФ СО АН СССР, 1982, препринт № 13, 50 с.
10. Ting-I Wang, Lawrence R.S., Tsay M.K. Optical rain gauge using a divergent beam. — Appl. Opt., 1980, v. 19, № 21, p. 3617.
11. Жуков А.Ф., Цвык Р.Ш. Флуктуации интенсивности в фокусированном пучке, распространяющемся в снегопаде. — В кн.: V Всес. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. Ч. 2. Тезисы докладов Томск—ТФ СО АН СССР, 1979.

Институт оптики атмосферы
СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
8 января 1988 г.

A.F. Zhukov, R.Sh. Tsvik, N.A. Vostretsov. **On the Effect of the Phase Front Radius of Curvature on Laser Intensity Fluctuations in Snowfall.**

Laser intensity fluctuations in snowfall over a 130 m atmospheric path were measured for a varying beam focusing parameter. The dependence of the fluctuation variance on the focusing parameter was found to be very changeable and determined by the relative contribution of the atmospheric turbulence and precipitation to the laser intensity. The effect of the precipitation on the fluctuations was measured to be negligible for a laser beam whose focus is at the detector plane.