

УДК 621.375:551.521

Н.А. Вострецов, А.Ф. Жуков, В.П. Якубов

О ФЛУКТУАЦИЯХ ИНТЕНСИВНОСТИ И ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В СНЕГОПАДЕ

Установлено, что флуктуации как интенсивности, так и потока лазерного излучения в снегопаде сначала растут, насыщаются, а затем уменьшаются с ростом оптической толщи. Подобная зависимость наблюдается для флуктуации потока при увеличении длины трассы и близких метеоусловиях. Данные качественно подтверждают нерегулярное изменение пространственного масштаба корреляции флуктуаций интенсивности с ростом оптической толщи в снегопаде.

Данное сообщение является продолжением публикаций [1–4], в которых проанализированы флуктуации интенсивности [1, 3, 4] и потока излучения лазерного пучка [1, 2] и установлены три характерных режима (области) флуктуаций принимаемого лазерного излучения с ростом оптической толщи и длины трассы.

В этом сообщении дан анализ средних уровней флуктуаций интенсивности $\bar{\sigma}_I$ и потока $\bar{\sigma}_p$ излучения узкого расходящегося лазерного пучка (УРП) от оптической толщи τ в снегопаде, а затем в сходных метеоусловиях рассмотрена зависимость $\bar{\sigma}_p$ от длины трассы L . Методика измерений и используемая аппаратура описаны в [1].

На рис. 1 кривая 1 представляет зависимость среднего уровня флуктуаций интенсивности $\bar{\sigma}_I$ от среднего значения оптической толщи $\bar{\tau}$ при максимальном размере частиц снегопада $D_m = 1\text{--}3$ мм на девяти трассах длиной $L = 130 \times N$; 964 и 1928 м. Здесь N равно целым значениям от 1 до 7 включительно. Результаты измерений σ_I на этих трассах использованы ранее в [1–4]. В отличие от [1–4] в этой работе усреднение данных по оптической толщине проведено с шагом $\Delta\tau = 0,5$. Он был больше, чем в [1–4], где $\Delta\tau = 0,1$. Расширение $\Delta\tau$ сделано с целью увеличения количества значений σ_I при расчете среднего значения уровня флуктуаций интенсивности $\bar{\sigma}_I$ в случае наибольших значений оптической толщи, где пока нет большого набора данных.

Уточним, что первое значение $\bar{\sigma}_I$ получено при усреднении значений σ_I , измеренных при $\tau = 0,01 \div 0,5$; вторая – при τ больше 0,5 до 1,0 и т.д. На кривой 1 кружками при $\tau \leq 4,5$ обозначены измерения, когда диаметр приемника D был равен 0,1 или 0,3 мм, при $\tau > 4,5$ – $D = 0,5$ мм. Приемники с такими размерами мы считали весьма близкими к «точечному», так как их диаметр меньше радиуса когерентности принимаемого излучения [5, 6].

Иными словами, мы считаем, что в этом случае измеряются флуктуации интенсивности σ_I .

Кривая 2 на рис. 1 соответствует измерениям с приемником $D = 3,1$ мм. Мы считаем, что при $D = 3,1$ мм измеряются флуктуации потока σ_p . Квадратами на кривой 2 обозначены измерения на трассе $L = 2048$ м; треугольниками выделены значения, полученные на этой же трассе в условиях, когда вклад турбулентности был значителен. Крестиками обозначены значения $\bar{\sigma}_p$, полученные на трассах 130, 260, 520 и 780 м при $D = 3,1$ мм.

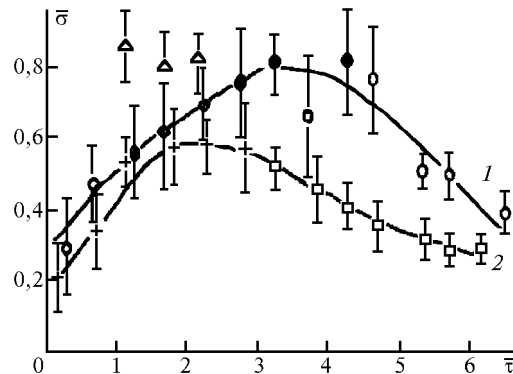


Рис. 1. Зависимость среднего уровня флуктуаций интенсивности $\bar{\sigma}_I$ и потока $\bar{\sigma}_p$ от среднего значения оптической толщи τ при максимальном размере частиц снегопада $D_m = 1\div 3$ мм. Кривая 1, точки – при $\tau < 4,5$ диаметр приемника $D = 0,1\div 0,3$ мм; при $\tau > 4,5$ $D = 0,5$; $L = 964$. Кривая 2, крестики – $D = 3,1$ мм; $L = 130\div 780$ м; квадратики – $D = 3,1$ мм; $L = 2048$ м; Δ – $D = 3,1$ мм; $L = 2048$ м; сильное влияние турбулентности

Все данные на рис. 1 получены при условии, когда максимальный размер частиц снегопада не превышал 3 мм ($D_m \leq (1\div 3)$ мм) и $\Delta\tau = 0,5$. Из рис. 1 следует, что как для флуктуаций интенсивности $\bar{\sigma}_I$, так и для флуктуаций потока $\bar{\sigma}_p$ характерны три режима (области) флуктуаций с ростом оптической толщи. Флуктуации вначале растут, насыщаются, а

затем убывают (затухают). Эта важнейшая особенность флуктуаций в осадках, которая отличает их от флуктуаций турбулентной атмосферы при ясной погоде. Об этом мы уже сообщали в работах [2–4]. Известно, что в турбулентной атмосфере без осадков флуктуации растут, насыщаются, а потом слабо уменьшаются с ростом L и (или) C_n^2 , где C_n^2 – структурная характеристика флуктуаций показателя преломления воздуха [6–11]. Важно и то, что насыщение флуктуаций потока наступает при меньших значениях оптической толщи, чем флуктуаций интенсивности. Причем уровень насыщения флуктуаций потока уменьшается по сравнению с флуктуациями интенсивности. Затухание флуктуаций с ростом $\bar{\tau}$ можно объяснить ростом преломленного излучения [2, 3] и уменьшением пространственного масштаба флуктуаций интенсивности излучения [12, 13].

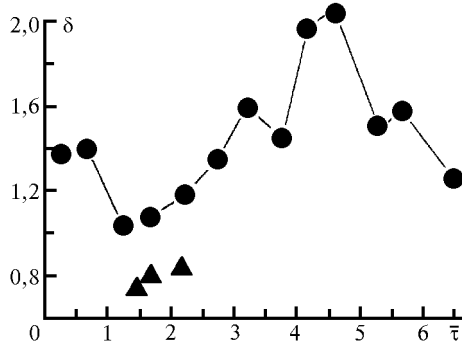


Рис. 2. Зависимость отношения δ уровня флуктуаций интенсивности $\bar{\sigma}_I$ к уровню флуктуаций потока лазерного излучения $\bar{\sigma}_p$ от оптической толщи $\bar{\tau}$

На рис. 2 приведено изменение отношения δ среднего уровня флуктуаций интенсивности $\bar{\sigma}_I$ к среднему уровню флуктуаций потока $\bar{\sigma}_p$ при близких средних значениях оптической толщи $\bar{\tau}$ с увеличением оптической толщи τ , т.е. $\delta = \bar{\sigma}_I / \bar{\sigma}_p$. Точками показаны отношения, полученные из кривых 1 и 2 (см. рис. 1), а треугольниками, когда вклад турбулентности значителен. В этом случае спектр имеет два характерных хорошо выраженных максимума [3]. Отношение δ изменяется почти в три раза (от 0,74 до 2,03). Величина его с ростом τ имеет максимум, минимум, а также близкие значения (около 1,5) при трех различных значениях оптической толщи. Более того, уменьшение δ (после максимума) происходит при $\tau > 4,5$, т.е. в области затухания флуктуаций. Для качественного объяснения отмеченных особенностей поведения δ в зависимости от τ примем во внимание следующие факты. Мы считаем, что при фиксированных диаметрах приемников отношение дисперсий (δ) существенно зависит от пространственного радиуса кор-

реляции флуктуаций интенсивности (ρ). Такое предположение справедливо для турбулентной атмосферы без осадков, что следует из [7, § 53] и других работ, например [14]. Поэтому логично искать физические причины изменения δ в вариациях ρ .

Рассмотрим вначале поведение ρ в турбулентной атмосфере без осадков (ρ_t). Поскольку $\bar{\sigma}_I < 1$, то можно считать, что измерения проведены в области слабых турбулентных флуктуаций. В этой области $\rho_t = \sqrt{\lambda L}$. Для наших данных $\lambda = 0,63$ мкм и $L = 130 \div 2048$ м величина ρ_t меняется от 0,9 до 3,5 см. Согласно [12] радиус корреляции интенсивности в рассеивающей монодисперсной среде (ρ_d) при $\lambda \ll d$ оценивается как $\rho_d \cong d/\tau$ при $\tau > 1$ и $\rho_d \cong d$ при $\tau < 1$, где d – диаметр частицы. Уменьшение радиуса когерентности с ростом τ установлено в модельной среде в [13].

В анализируемых данных $D_m = 1 \div 3$ мм, поэтому $\rho_d < 1 \div 3$ мм и $\rho_t > \rho_d$ при $\tau < 1$ и $\rho_t \gg \rho_d$ на трассе 2048 м. Важно и то, что вклад турбулентности в измеренные флуктуации на всех трассах уменьшается с увеличением оптической толщи [15]. С учетом вышесказанных фактов рост δ до максимума (δ_m), по-видимому, обусловлен уменьшением уровня флуктуаций при неточечном приемнике за счет уменьшения ρ_d и вклада турбулентности во флуктуации. Спад отношения $\delta > \delta_m$, по-видимому, вызван существенным усреднением флуктуаций как точечным ($D = 0,5$ мм), так и неточечным приемником ($D = 3,1$ мм), поскольку ρ_d в этой области τ значительно уменьшается. Уточним, что для преломленного излучения ρ_d равно примерно длине волны. Его флуктуации можно считать весьма малыми, так как они сильно усредняются даже точечным приемником [2]. Следовательно, конкретный ход δ зависит от соотношения вкладов турбулентности и частиц осадков в измеренные флуктуации. При значительном вкладе турбулентности во флуктуации отношение δ может быть даже меньше единицы. На рис. 2 эти значения обозначены треугольниками. Уточним, что δ получены для средних значений $\bar{\sigma}_I$ и $\bar{\sigma}_p$ при $D_m = 1 \div 3$ мм.

Далее рассмотрим зависимость $\sigma_p = F(L)$, для установления которой были использованы измерения флуктуаций в снегопаде при $D = 3,1$ мм на пяти трассах 130, 260, 520, 780 и 2048 м (кривая 2 рис. 1). Среди этих данных были выделены измерения при близких значениях концентрации частиц в снегопадах и когда $D_m = 1 \div 3$ мм. В качестве эквивалента концентрации частиц в единице объема принята оптическая толщина осадков τ_0 на трассе 130 м. Она рассчитывалась по прозрачности атмосферы, измеренной на трассе 2×100 м измерителем дальности видимости (РВД-3). При $D_m = 1 \div 3$ мм из всех данных для трассы 130 м выбрали только те

значения τ_0 , для которых можно было найти соответствующие значения τ для вышеуказанных трасс. Для ясности уточним, что на трассе 260 м $\tau = 2\tau_0$, 520 м – $\tau = 4\tau_0$ и т.д. Среди проанализированных данных оказалось одно-единственное $\tau_0 = 0,34$. Подобное разделение данных по τ_0 и D_m для флуктуаций интенсивности проведено в [16, 17], для флуктуаций потока при $D_m = 1 \div 3$ мм и $D = 3,1$ мм – в [3]. Для трассы 130 м в [3] данных нет. На рис. 3 приведена зависимость среднего уровня флуктуаций потока $\bar{\sigma}_p$ от логарифма длины трассы ($\lg L$). Снеговой вклад определялся из одновременных измерений флуктуаций уровня и спектра в соответствии с соотношением $\sigma^2 = \sigma_c^2 + \sigma_t^2$, где σ_c – снеговой вклад, σ_t – турбулентный вклад в измеренные флуктуации. Как видно из рис. 3, уровень флуктуаций потока сначала растет, а затем уменьшается (затухает) с увеличением длины трассы.

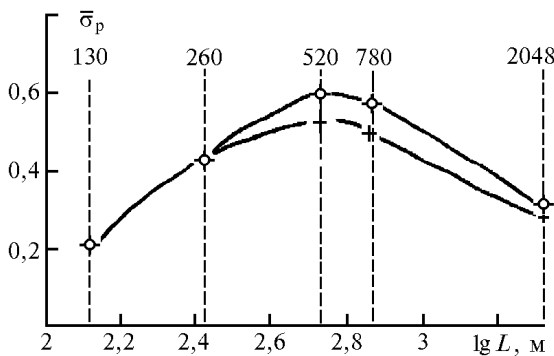


Рис. 3. Зависимость среднего уровня флуктуаций потока ($\bar{\sigma}_p$) от логарифма длины трассы ($\lg L$) при $D = 3,1$ мм и сходных метеоусловий на трассе $D_m = 1 \div 3$ мм и $\tau_0 = 0,34$. Крестиками обозначен снеговой вклад во флуктуации

Приведенные результаты позволяют определенно сформулировать главный вывод. Как флуктуации интенсивности, так и флуктуации потока

вначале растут, насыщаются, а затем уменьшаются с ростом оптической толщины при близких значениях максимального размера частиц. Более того, в сходных метеоусловиях флуктуации потока вначале растут, а затем уменьшаются с ростом длины трассы. Наряду с этим данные качественно подтверждают нерегулярное изменение пространственного масштаба корреляции флуктуаций интенсивности, что и станет предметом дальнейшего исследования.

1. Жуков А.Ф., Вострецов Н.А. // Оптика атмосферы и океана. 1996. Т. 9. № 8. С. 1058–1068.
2. Боровой А.Г., Жуков А.Ф., Вострецов Н.А., Каргин Б.А., Пригарин С.М. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 3. С. 227–233.
3. Боровой А.Г., Вострецов Н.А., Жуков А.Ф., Цвык Р.Ш., Якубов В.П. // Оптика атмосферы и океана. 1997. Т. 10. № 12. С. 33–36.
4. Жуков А.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 1. С. 33–36.
5. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф., Кривопапов Н.П. // Оптика атмосферы. 1991. Т. 4. № 11. С. 1128–1131.
6. Churnside S.H., Hill R.J., Conforti G., Consortini A. // Appl. Opt. 1989. V. 28. № 19. P. 4126–4132.
7. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
8. Мионов В.Л. Распространение лазерного пучка в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1981. 246 с.
9. Зуев В.Е., Банах В.А., Покасов В.В. Оптика турбулентной атмосферы. Л.: Гидрометеоздат, 1988. 270 с.
10. Consortini A., Cochetti F., Churnside S.H., Hill R.J. // JOSA A. 1993. V. 10. № 11. P. 2354–2362.
11. Stanly M., Flatte and Guang-Yu Wang // JOSA A. 1993. V. 10. № 11. P. 2363–2370.
12. Боровой А.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 4. С. 391–400.
13. Боровой А.Г., Вагин Н.И., Вострецов Н.А., Жуков А.Ф. // Оптика атмосферы и океана. 1998. Т. 11. № 4. С. 311–314.
14. Churnside S. // Appl. Opt. 1991. V. 30. № 15. P. 1982–1994.
15. Вострецов Н.А., Жуков А.Ф., Кабанов М.В., Цвык Р.Ш. Статистические характеристики флуктуаций интенсивности лазерного пучка в снегопаде. Томск. 1982. 50 с. (Препринт/Институт оптики атмосферы, № 13).
16. Боровой А.Г., Жуков А.Ф., Вострецов Н.А. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 4. № 1. С. 106–109.
17. Borovoi A.G., Zhukov A.F., Vostresov N.A. // JOSA A. 1995. V. 12. № 5. P. 964–969.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск
Томский государственный университет

Поступила в редакцию
11 сентября 1998 г.

N.A. Vostretsov, A.F. Zhukov, V.P. Yakubov. About Fluctuations of Intensity and Radiation Flux of Laser Beam in Snowfall.

Both the intensity and radiation flux fluctuations of laser beam are found to increase and saturate at first and then decrease with growth of optical thickness under snowfall conditions. The same dependence is observable for the flux fluctuations when the path length increases under similar meteorological conditions. The obtained data confirm qualitatively irregular variation of spatial scale of the intensity fluctuations correlation with growth of the optical thickness in snowfall.