

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 535.23; 535.34

Вариации средней мощности эхосигнала когерентного лидара в турбулентной атмосфере

В.А. Банах, А.В. Фалиц*

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

Поступила в редакцию 8.08.2018 г.

Представлены результаты эксперимента по измерению средней мощности эхосигнала когерентного лидара от топографической мишени при различных турбулентных условиях в атмосфере. Впервые показано, что с усилением оптической турбулентности происходит увеличение средней мощности эхосигнала когерентного лидара вследствие эффекта усиления обратного рассеяния в случайных средах.

Ключевые слова: когерентный лидар, усиление обратного рассеяния, оптическая турбулентность, моделирование; coherent lidar, simulation, refractive turbulence, backscatter amplification.

Введение

Использование лазеров для локации объектов в атмосфере и зондирования самой атмосферы вызывает необходимость изучения стохастических свойств рассеянных в обратном направлении оптических волн. Если в радиодиапазоне флуктуации отраженных волн возникают главным образом как следствие случайного характера рассеяния на самих лоцируемых объектах, то в оптическом диапазоне причиной возникновения таких флуктуаций является случайное рассеяние на неоднородностях среды, находящейся между локатором и лоцируемым объектом. Из-за близости и пересечения прямых и обратных лучей при локационном распространении в случайной среде, свойства которой во многих случаях остаются неизменными за время распространения в прямом и обратном направлениях, эти лучи оказываются коррелированными в некотором телесном угле вблизи оси, соединяющей объект и локатор. В результате происходит пространственная локализация (фокусировка) среднего потока энергии волн, рассеянных в обратном направлении, и средняя интенсивность волны, рассеянной назад в случайной среде, может превысить интенсивность рассеянной назад волны на той же трассе в однородной среде. Естественно, в силу закона сохранения энергии на расстояниях от оси, превышающих поперечный масштаб корреляции флуктуаций интенсивности волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, средняя интенсивность рассеянной волны в случайной среде, наоборот, становится меньше интенсивности рассеянной волны в однородной среде.

Впервые эффект усиления обратного рассеяния (УОР) в случайной среде описан в работах [1, 2].

В дальнейшем были рассмотрены и другие принципиально новые явления, обусловленные корреляцией прямой и обратной волн в случайных средах. Оказалось [3], что усиление средней интенсивности поля рассеянной строго назад волны сопровождается увеличением флуктуаций интенсивности и имеет место остаточная пространственная корреляция этих флуктуаций [4]. Подробное изложение результатов исследований распространения лазерного излучения на трассах с отражением в турбулентной атмосфере содержится в [5–7].

Особенности распространения волн на локационных трассах в случайно-неоднородной среде могут быть использованы при создании новых лидарных систем, позволяющих дистанционно измерять интенсивность оптической турбулентности в атмосфере Земли. Так, в работах [6–9] эффект усиления обратного рассеяния рассматривается для случая рассеяния на атмосферном аэрозоле, в [10–15] предложены и проанализированы схемы лидарного определения коэффициента усиления обратного рассеяния. В [15] представлены результаты наблюдения эффекта усиления обратного рассеяния в атмосфере с использованием специально разработанного двухканального лидара (УОР-лидара). В работе [16] приводятся результаты измерения коэффициента УОР с использованием УОР-лидара в сопоставлении с одновременными измерениями дисперсии дрожаний оптического изображения некогерентного источника, величина которой прямо пропорциональна интенсивности оптической турбулентности на трассе зондирования. В [16] установлено, что изменения коэффициента усиления во времени происходят синхронно с изменениями дисперсии дрожаний изображения. Высокая корреляция синхронно измеряемых коэффициента усиления и дисперсии дрожаний доказывает возможность лидарного измерения интенсивности оптической турбулентности на основе эффекта

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru).

усиления обратного рассеяния. В [17, 18] рассмотрена задача восстановления структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха из измерений коэффициента усиления УОР-лидаром.

Эффект усиления обратного рассеяния может проявляться и в существующих лидарных системах дистанционного зондирования, в которых используется моностатическая схема приема рассеянного сигнала. Так, в [19, 20] на основе аналитических и численных расчетов показано, что в импульсном когерентном доплеровском лидаре уровень регистрируемой средней мощности эхосигнала может возрастать с увеличением структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха на трассе зондирования вследствие эффекта усиления. Однако экспериментально эффект усиления эхосигнала когерентного лидара, в котором реализован когерентный прием рассеянного излучения, до сих пор не был продемонстрирован. В нашей работе представлены результаты эксперимента по измерению средней мощности эхосигнала когерентного лидара от топографической мишени при различных турбулентных условиях в атмосфере. Эксперименты проводились с лидаром Stream Line (HALO Photonics) [21]. Экспериментальные данные сравниваются с результатами расчетов средней мощности лидарного сигнала для условий эксперимента.

Эксперимент проводился на Базовом экспериментальном комплексе Института оптики атмосферы СО РАН на окраине г. Томска с 20 по 25.07.2017 г. Проявлению эффекта усиления обратного рассеяния в лидарных системах мешают флуктуации концентрации аэрозоля на трассе зондирования, которые приводят к неконтролируемым изменениям мощности принимаемого рассеянного излучения. Чтобы избежать влияния флуктуаций концентрации атмосферного аэрозоля, в натурном эксперименте с когерентным лидаром рассеянный сигнал принимался от неподвижного экрана, в качестве которого была использована наружная стенка автомобильного фургона. Схема эксперимента представлена на рис. 1.

Импульсный когерентный доплеровский лидар Stream Line располагался на расстоянии 495 м от рассеивающего неподвижного экрана. Трасса распространения лазерного излучения лидара была близкой к горизонтальной. В непосредственной близости от трассы на расстояниях 100 и 400 м от лидара были установлены три метеостанции АМК-03, обеспечивавшие измерение флуктуаций температуры и скорости ветра.

В эксперименте выполнялась регистрация средней мощности рассеянного излучения $\langle P_S \rangle = \text{SNR}$,

которая определяется как отношение средней мощности эхосигнала к мощности шума в полосе пропускания приемника лидара [20]. В лидаре Stream Line передающая и приемная апертуры совмещены, поэтому всегда регистрируется излучение, рассеянное строго назад, и должно наблюдаться усиление эхосигнала лидара за счет турбулентности. Измерения проводились непрерывно в течение нескольких суток. Регистрация значений SNR осуществлялась при следующих параметрах лидара Stream Line: длина волны лазерного излучения 1,5 мкм, частота следования лазерных импульсов лидара 15000 с^{-1} , длительность импульса (FWHM power) 172 нс, диаметр пучка (уровень $\exp(-2)$ от максимума) 56 мм, пучок коллимированный. Среднее значение SNR оценивалось для временного интервала, равного 2 мин, для данных, полученных 20 и 21.07.2017 г. (range gate length 18 m, pulses/ray 5000), и 4 мин для данных, полученных в период с 22 по 25.07.2017 г. (range gate length 48 m, pulses/ray 15000). Одновременно с помощью метеостанций проводились измерения температуры воздуха и скорости ветра с частотой 80 Гц. Из полученных данных рассчитывались средние значения структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха C_n^2 для временного интервала, равного 4 мин.

Для условий эксперимента была рассчитана средняя мощность эхосигнала $\langle P_S \rangle \equiv \text{SNR}$. Расчеты проводились с использованием формулы для мощности эхосигнала $\bar{P}_S(t)$, усредненной по микрофизическим параметрам рассеивающей среды [20, формула (1.94)]:

$$\bar{P}_S(t) = \frac{\eta E_P c}{2h\nu B_F} \times \beta_\pi(R) T_A^2(R) \left(\frac{\lambda}{\pi a_0^2} \right)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d^2\rho I_{PN}^2(R, \rho, t), \quad (1)$$

где I_{PN} – нормированная (безразмерная) интенсивность зондирующего пучка лидара [20]; t – время; R – длина трассы; $\beta_\pi(R)$ – коэффициент обратного аэрозольного рассеяния; a_0 – начальный радиус зондирующего пучка; $T_A(R)$ – атмосферное пропускание; E_P – энергия зондирующего импульса; B_F – полоса частот пропускания приемника; η – квантовая эффективность фотодетектора; $h\nu$ – энергия фотона; ρ – радиус-вектор; h – постоянная Планка; c – скорость света; λ – длина волны излучения. Усреднение $\bar{P}_S(t)$ по ансамблю случайных реализаций $\langle \bar{P}_S(t) \rangle \equiv \langle P_S \rangle \equiv \text{SNR}$ дает среднюю мощность эхосигнала, угловые скобки означают усреднение по ансамблю.

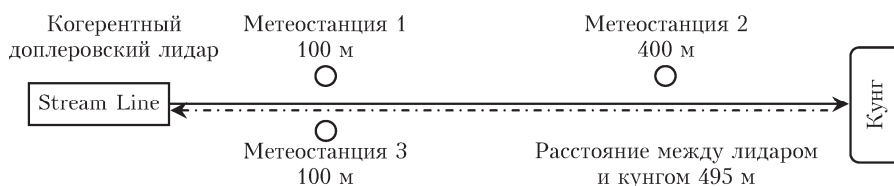


Рис. 1. Схема эксперимента

Из формулы (1) следует: чтобы получить оценки SNR, необходимо выполнить моделирование распространения зондирующего пучка вдоль измерительной трассы в атмосфере, затем провести усреднение по ансамблю полученных в результате моделирования случайных реализаций двумерных распределений I_{PN}^2 . Моделирование распространения зондирующего пучка в турбулентной атмосфере выполнялось на основе параболического волнового уравнения методом расщепления [19, 20 (разд. 1.4.2)]. Параметры моделирования: радиус зондирующего коллимированного гауссова пучка ($\exp(-1)$) $a_0 = 2$ см; длина волны излучения 1,5 мкм; длина трассы распростра-

нения 500 м; число фазовых экранов 6; размер расчетной сетки 512×512 ; расстояние между узлами сетки 1 мм. С использованием моделируемых случайных реализаций I_{PN} рассчитывалась также средняя мощность эхосигнала при отсутствии усиления $\langle P_S \rangle_M$ для разнесенных в поперечной плоскости передающей и приемной апертур (бистатистическая схема зондирования), когда среднее по ансамблю $\langle I_{PN}^2 \rangle$ при расчетах $\langle P_S \rangle$ заменяется на $\langle I_{PN} \rangle^2$.

На рис. 2 показаны средние распределения $\langle I_{PN}^2 \rangle$ и $\langle I_{PN} \rangle^2$, рассчитанные из моделируемых случайных реализаций распределений интенсивности I_{PN} в поперечном сечении зондирующего пучка.

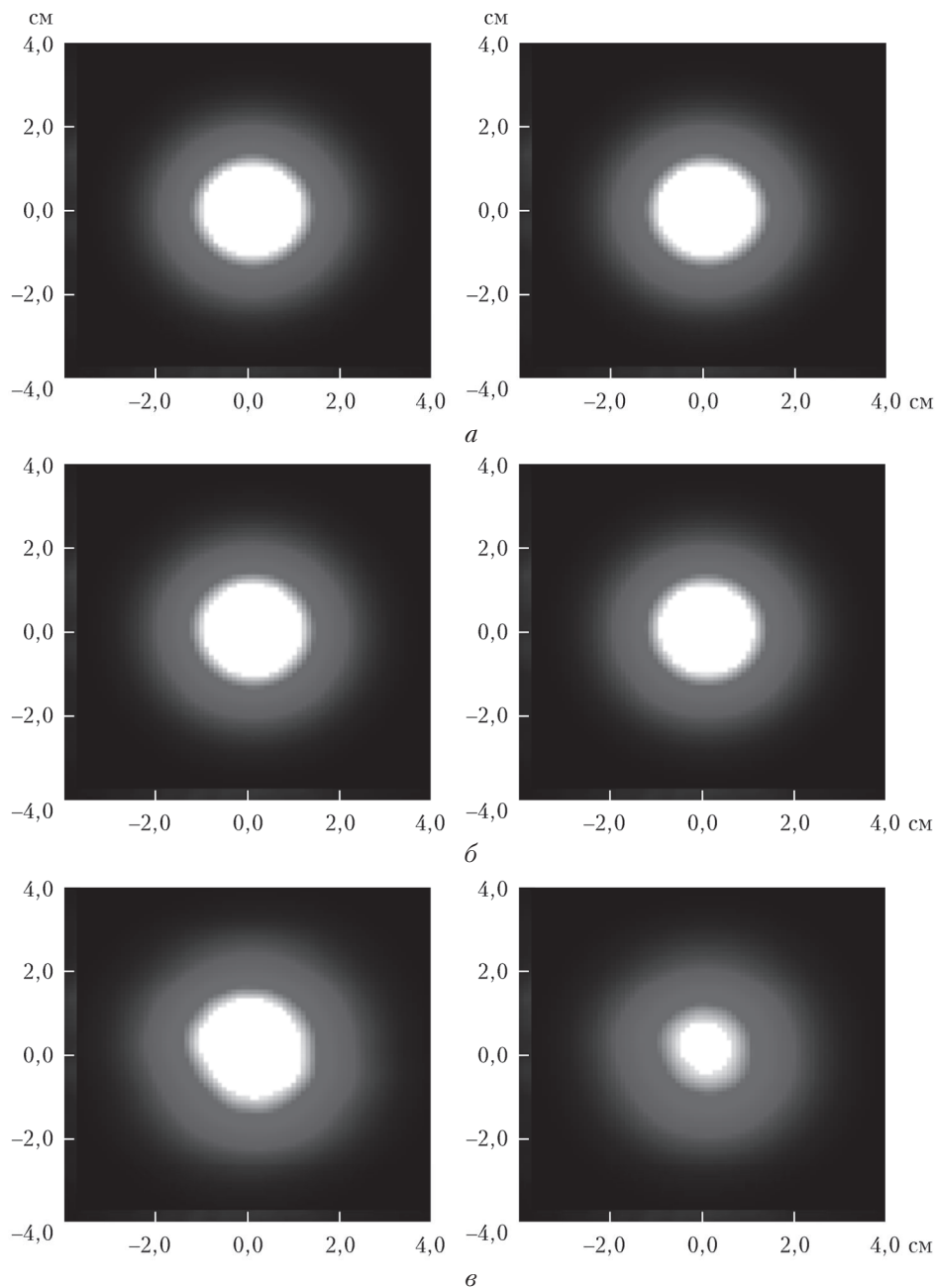


Рис. 2. Распределения $\langle I_{PN}^2 \rangle$ (слева) и $\langle I_{PN} \rangle^2$ (справа) на расстоянии 500 м при $C_n^2 = 10^{-15}$ (а), 10^{-14} (б), 10^{-13} (в)

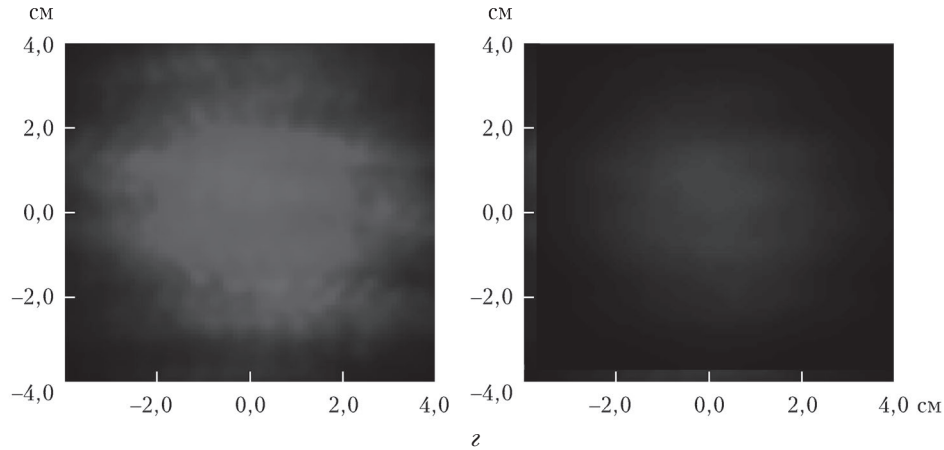


Рис. 2 (окончание). Распределения $\langle I_{PN}^2 \rangle$ (слева) и $\langle I_{PN} \rangle$ (справа) на расстоянии 500 м при $C_n^2 = 10^{-12} \text{ м}^{-2/3}$ (z)

Усреднение выполнялось по ансамблю из 1000 случайных реализаций I_{PN} . Рисунок наглядно показывает, что вследствие коррелированности интенсивностей зондирующего и эквивалентного опорного пучков [20] распределение $\langle I_{PN}^2 \rangle$ меньше подвержено турбулентным искажениям, чем $\langle I_{PN} \rangle^2$.

На рис. 3, 4 представлены результаты расчета с использованием формулы (1) средней мощности лидарного сигнала $\langle P_S \rangle$, нормированной на мощность $P_0 = \frac{\eta E_P c}{4h\nu B_F \pi} \beta_\pi \left(\frac{\lambda}{a_0^2} \right)^2$ в начале трассы в зависимости от расстояния (рис. 3), и средней мощности, нормированной на мощность при отсутствии турбулентности $P_S(C_n^2 = 0)$ для трассы 500 м в зависимости от C_n^2 (рис. 4).

На рис. 3, 4 представлены результаты расчета с использованием формулы (1) средней мощности лидарного сигнала $\langle P_S \rangle$, нормированной на мощность $P_0 = \frac{\eta E_P c}{4h\nu B_F \pi} \beta_\pi \left(\frac{\lambda}{a_0^2} \right)^2$ в начале трассы в зависимости от расстояния (рис. 3), и средней мощности, нормированной на мощность при отсутствии турбулентности $P_S(C_n^2 = 0)$ для трассы 500 м в зависимости от C_n^2 (рис. 4).

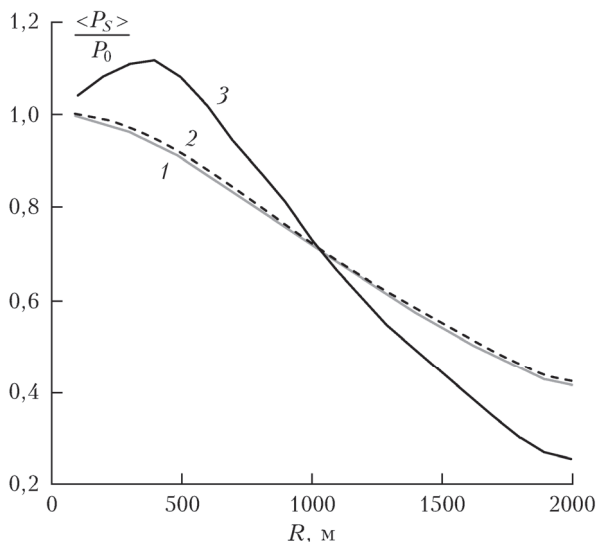


Рис. 3. Зависимость нормированной средней мощности лидарного эхосигнала $\langle P_S \rangle / P_0$ от расстояния при $C_n^2 = 0$ (1); 10^{-14} (2); $10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$ (3)

В таблице приведены значения индекса мерцающей плоской волны $\beta_0^2 = 1,23 C_n^2 (2\pi/\lambda)^{7/6} R^{11/6}$, радиуса

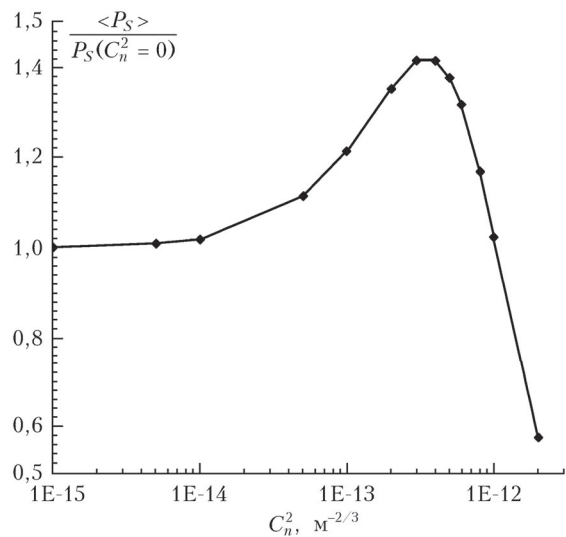


Рис. 4. Нормированная средняя мощность лидарного эхосигнала $\langle P_S \rangle / P_S(C_n^2 = 0)$ в зависимости от C_n^2 для расстояния 500 м

пространственной когерентности сферической волны $\rho_s = (0,55 C_n^2 (2\pi/\lambda)^2 R)^{-3/5}$, характеризующих турбулентные условия распространения в атмосфере, и радиуса зондирующего пучка в конце трассы $a_{\text{эфф}}$ в диапазоне изменения значений структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления C_n^2 , задававшихся при моделировании.

Характеристики трассы распространения зондирующего пучка

$C_n^2, \text{ м}^{-2/3}$	β_0^2	$a_{\text{эфф}}, \text{ см}$	$\rho_s, \text{ см}$
10^{-15}	0,01	2,08	39,16
10^{-14}	0,06	2,10	9,84
10^{-13}	0,58	2,30	2,47
10^{-12}	5,80	4,50	0,62

Из таблицы и рис. 4 следует, что с усилением турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха в атмосфере средняя мощность эхосигнала когерентного лидара сначала растет по отношению

к средней мощности эхосигнала при отсутствии турбулентности, достигая максимума при значении индекса мерцаний плоской волны, равного примерно 3, а затем убывает и при значении индекса мерцаний, равном примерно 6, становится меньше средней мощности сигнала при отсутствии турбулентности. Согласно [19, 20] такое поведение средней мощности эхосигнала когерентного лидара является следствием эффекта усиления обратного рассеяния в случайных средах, возникающего на трассах с отражением из-за корреляции волн в прямом (зондирующий пучок) и обратном (рассеянное излучение) направлениях, проходящих в атмосфере через одни и те же турбулентные неоднородности показателя преломления воздуха.

На рис. 5, 6 показаны результаты расчета отношений средней мощности сигнала лидара в турбулентной атмосфере к средней мощности эхосигнала при отсутствии турбулентности при моностатической $\frac{\langle P_S \rangle}{P_S(C_n^2 = 0)}$ и бистатической $\frac{\langle P_S \rangle_M}{P_S(C_n^2 = 0)}$ схемах

приема (см. рис. 5) и отношения $\frac{\langle P_S \rangle}{\langle P_S \rangle_M}$

(см. рис. 6) в зависимости от C_n^2 . Видно, что при бистатической схеме приема происходит монотонное уменьшение средней мощности эхосигнала с усилением оптической турбулентности. При моностатической схеме приема средняя мощность лидарного сигнала $\langle P_S \rangle$ сначала возрастает при увеличении C_n^2 вследствие эффекта усиления обратного рассеяния и лишь затем начинает убывать. Она всегда превышает среднюю мощность сигнала при бистатической схеме $\langle P_S \rangle_M$. Чем больше C_n^2 , тем больше это превышение (см. рис. 6).

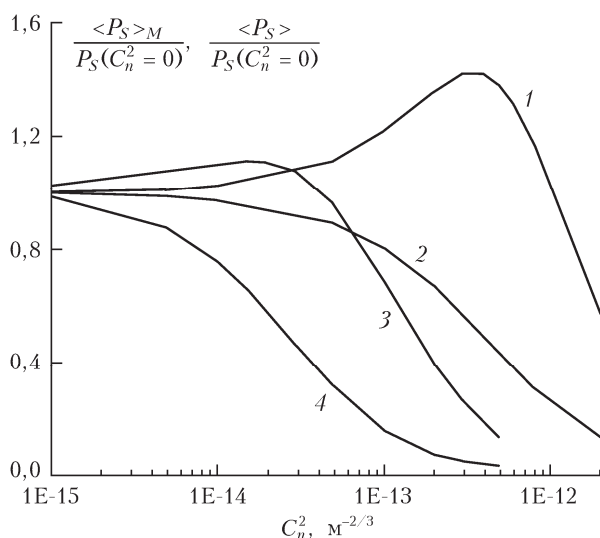


Рис. 5. Отношение средней мощности эхосигнала лидара в турбулентной атмосфере к таковой при отсутствии турбулентности в зависимости от C_n^2 на расстояниях 500 (1, 2) и 2000 м (3, 4): моностатическая $\langle P_S \rangle$ (1, 3), бистатическая $\langle P_S \rangle_M$ (2, 4) схемы приема

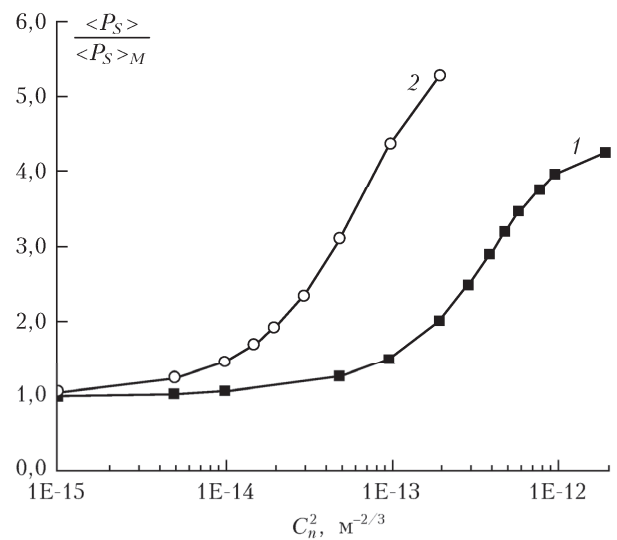


Рис. 6. Зависимость отношения $\langle P_S \rangle / \langle P_S \rangle_M$ от C_n^2 на расстояниях 500 (1) и 2000 м (2)

Видно, что динамика изменения регистрируемой средней мощности эхосигнала лидара совпадает с динамикой изменения интенсивности оптической турбулентности в атмосфере: увеличение средней мощности эхосигнала происходит одновременно с возрастанием величины структурной постоянной, а уменьшение структурной постоянной ведет к уменьшению отношения сигнал-шум лидара. Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами численных расчетов. В частности, из результатов измерений 25.07.2017 г. следует, что при $C_n^2 \approx 4 \cdot 10^{-13} \text{ м}^{-2/3}$, средняя мощность лидарного сигнала, в полном согласии с расчетом на рис. 4, максимальна и SNR резко уменьшается примерно в полтора раза, с 18 до 12, при уменьшении C_n^2 до $2 \cdot 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$, как и на рис. 3, 4.

На рис. 7 приведены данные измерений только за те периоды времени, когда динамика изменений регистрируемой средней мощности эхосигнала лидара и интенсивности оптической турбулентности совпадают. Как правило, это наблюдалось в дневное время, когда реализуются условия развитой турбулентности. В ночные часы в период измерения турбулентность была слабая и коррелированных изменений средней мощности эхосигнала лидара и структурной постоянной флуктуаций показателя преломления в экспериментах не наблюдалось.

Общезвестно, что с усилением оптической турбулентности пространственная когерентность лазерного излучения ухудшается и эффективность гетеродинамирования (т.е. SNR когерентного лидара) уменьшается. Из рис. 7 следует, что это не всегда так. При повышении интенсивности турбулентности эффект усиления обратного рассеяния в случайных средах может, наоборот, приводить к увеличению средней мощности эхосигнала когерентного лидара.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 18-05-00220).

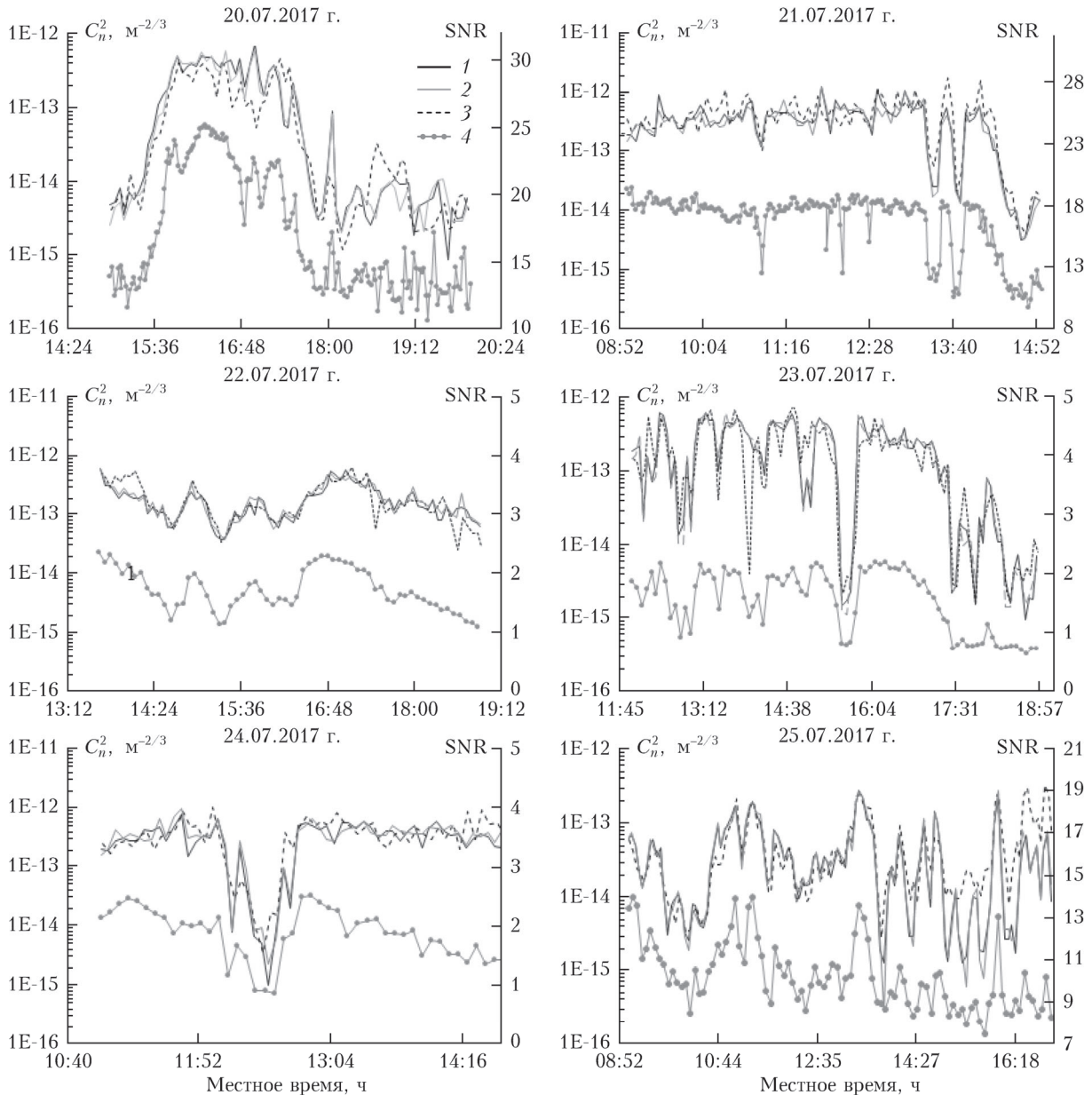


Рис. 7. Временной ход структурной постоянной турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха и отношение сигнал-шум лидара Stream Line (кривые 1, 2, 3 – значения C_n^2 , полученные с помощью метеостанций; кривая 4 – отношение сигнал-шум)

1. Бельский М.С., Миронов В.Л. Дифракция оптического излучения на зеркальном диске в турбулентной атмосфере // Квант. электрон. 1972. Т. 5, № 11. С. 38–45.
2. Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Эффект усиления обратного рассеяния на телах, помещенных в среду со случайными неоднородностями // Изв. вузов. Радиофиз. 1973. Т. 16, № 7. С. 1064–1070.
3. Виноградов А.Г., Кравцов Ю.А. Флуктуации интенсивности при дифракции волн на телах, помещенных в случайно неоднородную среду // VI Всесоюз. симпозиум по дифракции и распространению волн: краткие тексты докл. Москва; Ереван. 1973. Кн. 1. С. 294–298.
4. Бельский М.С., Миронов В.Л. Определение высотных профилей параметра C_n^2 в атмосфере из локационных оптических измерений // Квант. электрон. 1974. Т. 1, № 10. С. 2253–2262.
5. Кравцов Ю.А., Саичев А.И. Эффекты двукратного прохождения волн в случайно-неоднородных средах // Успехи физ. наук. 1982. Т. 137. С. 501–527.
6. Banakh V.A., Mironov V.L. Lidar in a turbulent atmosphere. Boston and London: Artech House, 1987. 185 p.
7. Банях В.А., Миронов В.Л. Эффекты усиления рассеяния при лазерной локации в турбулентной атмосфере // Оптика атмосф. и океана. 1995. Т. 8, № 1–2. С. 50–68.
8. Гурвич А.С., Каукаров С.С. К вопросу об усилении рассеяния в турбулентной среде // Изв. вузов. Радиофиз. 1977. Т. 20, № 5. С. 794–796.
9. Гурвич А.С. Лидарное зондирование турбулентности на основе эффекта усиления обратного рассеяния // Изв. РАН. Физ. атмосф. и океана. 2012. Т. 48, № 6. С. 655–665.

10. *Лидар*: 116245. Россия, МПК8, G 01 S 17/88. Гурвич А.С.; Учреждение РАН Институт физики атмосферы им. А.М. Обухова РАН. № 2011150933/28; Заявл. 15.12.2011; Опубл. 20.05.2012. Бюл. № 14.
11. *Банах В.А.* Усиление средней мощности обратно рассеянного в атмосфере излучения в режиме сильной оптической турбулентности // *Оптика атмосф. и океана*. 2012. Т. 25, № 10. С. 857–862; *Banakh V.A.* Enhancement of the laser return mean power at the strong optical scintillation regime in a turbulent atmosphere // *Atmos. Ocean. Opt.* 2013. V. 26, N 2. P. 90–95.
12. *Смалихо И.Н.* Расчет коэффициента усиления обратного рассеяния лазерного излучения, распространяющегося в турбулентной атмосфере, с использованием численного моделирования // *Оптика атмосф. и океана*. 2012. Т. 25, № 9. С. 796–800; *Smalikho I.N.* Calculation of the backscatter amplification coefficient of laser radiation propagating in a turbulent atmosphere using numerical simulation // *Atmos. Ocean. Opt.* 2013. V. 26, N 2. P. 135–139.
13. *Воробьев В.В., Виноградов А.Г.* Влияние фоновой турбулентности в лидарных исследованиях турбулентности ясного неба // *Оптика атмосф. и океана*. 2013. Т. 26, № 12. С. 1015–1022; *Vorob'ev V.V., Vinogradov A.G.* Effect of background turbulence in lidar investigations of clear air turbulence // *Atmos. Ocean. Opt.* 2014. V. 27, N 2. P. 134–141.
14. *Устройство для регистрации усиления обратного рассеяния в атмосфере*: Пат. 153460. Россия, МПК, G01 S 17/95. Разенков И.А., Банах В.А., Надеев А.И.; Ин-т оптики атмосферы им. В.Е. Зуева СО РАН. № 2014149551/28; Заявл. 10.12.2014; Опубл. 20.07.2015. Бюл. № 20.
15. *Banakh V.A., Razenkov I.A., Smalikho I.N.* Laser echo signal amplification in a turbulent atmosphere // *Appl. Opt.* 2015. V. 54, N 24. P. 7301–7307.
16. *Banakh V.A., Razenkov I.A.* Refractive turbulence strength estimation based on the laser echo signal amplification effect // *Opt. Lett.* 2016. V. 41, N 19. P. 4429–4432.
17. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. I. Уравнения // *Оптика атмосф. и океана*. 2016. Т. 29, № 10. С. 870–875; *Vorob'ev V.V.* On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence parameters from pulse lidar sounding data: I—equations // *Atmos. Ocean. Opt.* 2017. V. 30, N 2. P. 156–161.
18. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. II. Результаты численного моделирования // *Оптика атмосф. и океана*. 2016. Т. 29, № 11. С. 987–993; *Vorob'ev V.V.* On the applicability of asymptotic formulas of retrieving “optical” turbulence parameters from pulse lidar sounding data: II—results of numerical simulation // *Atmos. Ocean. Opt.* 2017. V. 30, N 2. P. 162–168.
19. *Banakh V.A., Smalikho I.N., Werner Ch.* Numerical simulation of the effect of refractive turbulence on coherent lidar return statistics in the atmosphere // *Appl. Opt.* 2000. V. 39, N 30. P. 5403–5414.
20. *Банах В.А., Смалихо И.Н.* Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. 304 с.
21. *URL*: <http://www.halo-photonics.com> (last access: 10.07.2018).

V.A. Banakh, A.V. Falits. Variations in the coherent lidar echo signal mean power in a turbulent atmosphere.

The results of measurement of signal-to-noise ratio of a coherent lidar echo signal scattered by a diffuse screen are presented. Measurements were carried out under different refractive turbulence strength in the atmosphere. It is shown for the first time in the experiment that the mean power of echo signal of a coherent lidar increases with the turbulence strength.