

ОПТИКА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕД

УДК 535.361.551:511.6:621.371

# Эвристический подход к определению структурной характеристики показателя преломления атмосферы по данным турбулентного лидара

И.А. Разенков\*

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

Поступила в редакцию 13.01.2022 г.

Экспериментально исследована применимость существующего теоретического подхода к решению обратной задачи восстановления параметров оптической турбулентности из лидарных данных. Показано, что результаты расчетов по теоретической формуле, связывающей эхосигнал с интенсивностью турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха, для случая статистически однородной среды с точностью до численного коэффициента удовлетворительно согласуются с данными зондирования. Для конкретного размера апертуры лидара рекомендована процедура определения коэффициента в формуле Воробьева. Предложено построение номограммы для определения структурной характеристики  $C_n^2$  для однородной турбулентности из показаний лидара. Установлено расхождение результатов эксперимента с теорией при зондировании неоднородной турбулентности. Показано, что основной вклад в формирование турбулентной компоненты эхосигнала за счет эффекта увеличения обратного рассеяния вносит участок трассы зондирования перед рассеивающим объемом. Предложено для определения структурной характеристики оптической турбулентности  $C_n^2$  пользоваться приближенной формулой, в которой нормированная характеристика  $C_n^2$  прямо пропорциональна эхосигналу и обратно пропорциональна интегралу, определяющему дисперсию флуктуаций интенсивности излучения.

*Ключевые слова:* атмосферная турбулентность, эффект увеличения обратного рассеяния, турбулентный лидар, структурная характеристика показателя преломления воздуха; atmospheric turbulence, backscatter enhancement effect, turbulent lidar; structure parameter of air refractive index.

## Введение

Дистанционное измерение параметров оптической турбулентности в атмосфере в произвольно выбранном направлении стало возможным благодаря открытию явления увеличения обратного рассеяния (УОР) [1, 2]. УОР – это один из эффектов, возникающих при двукратном распространении волн через одни и те же неоднородности среды, когда за счет случайной фокусировки происходит повышение средней интенсивности излучения на оси пучка за счет ее понижения вокруг оси [2, 3]. Оптическая турбулентность обусловлена флуктуациями температуры воздуха и характеризуется структурной постоянной показателя преломления воздуха  $C_n^2$  [3].

Атмосфера постоянно, днем и ночью, зимой и летом, находится в турбулизованном состоянии. У земли интенсивность турбулентности под влиянием механического, термического и орографического факторов в течение суток может изменяться на два порядка или больше; с увеличением высоты  $C_n^2$  уменьшается по степенному закону. Бывают ситуации,

когда с появлением температурной инверсии интенсивность турбулентности на какой-либо высоте повышается. Нередки случаи ночного увеличения  $C_n^2$  в приземном слое вследствие генерации и разрушения атмосферных волн, в частности волн Кельвина–Гельмгольца [4]. В этой связи развитие специальной техники лазерного зондирования для дистанционного изучения или контроля атмосферной турбулентности представляется полезным и необходимым.

Начало практического использования эффекта УОР было положено А.С. Гурвичем, который предложил схему лидара для зондирования турбулентности ясного неба (ТЯН) и дал теоретическое обоснование этой идеи [5]. Для случая сферической волны и слабых флуктуаций Гурвич получил уравнения, для их решения применил метод статистической регуляризации и оценил возможности лидарного обнаружения областей повышенной ТЯН [6]. Теоретическая сторона проблемы была им подробно рассмотрена, но, к сожалению, по ряду технических причин предложенная схема лидара не была доведена до практического применения [7].

Реализована была принципиально другая концепция турбулентного лидара на основе микроимпульсного лазера и с регистрацией эхосигналов в режиме счета фотонов [8]. УОР-лидар представляет

\* Игорь Александрович Разенков (lidaroff@iao.ru).

собой относительно простую конструкцию аэрозольного лидара с парой разнесенных приемников небольшого размера, один из которых точно совмещен с передатчиком. Первые результаты зондирования свидетельствовали о том, что созданный прибор позволяет уверенно регистрировать эффект УОР [9].

Турбулентный лидар дает первичную информацию в виде пространственного профиля отношения эхосигналов двух принимающих каналов: основного, на который турбулентность оказывает влияние, и дополнительного, на который она почти не влияет. Первый приемный канал можно назвать турбулентным, а дополнительный – аэрозольным. Дополнительный приемный канал используется для нормировки эхосигнала турбулентного канала, чтобы исключить изменение коэффициента аэрозольного рассеяния вдоль направления зондирования. Эхосигнал основного приемного канала состоит из суммы обычного эхосигнала и сигнала УОР, пропорционального интенсивности турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха. Отношение эхосигналов лидара связано со структурной характеристикой  $C_n^2$  вдоль трассы интегральным уравнением [5, 6].

В настоящее время обратная задача получения профиля  $C_n^2$  из лидарных данных решена для некоторых частных случаев. Гурвич предложил решение задачи обнаружения ТЯН методом регуляризации [6]. В.В. Воробьев после опубликования нами первых экспериментальных результатов [10] получил асимптотические формулы восстановления параметров оптической турбулентности применительно к нашей конструкции лидара [11] и провел численное моделирование [12].

Цель настоящей работы заключается в выяснении вопроса о применимости существующего теоретического подхода к решению обратной задачи восстановления параметров оптической турбулентности из лидарных данных. Часто на практике экспериментальный результат может совпадать с выводами теории только с точностью до численного коэффициента, а в этом случае коэффициент нуждается в уточнении. При несоответствии эксперимента и теории может потребоваться уточнение принципиальных сторон теории либо применение практического метода, не гарантирующего идеального результата, но позволяющего получить приемлемое приближение.

## Зондирование однородной турбулентности

Гурвич для описания УОР использовал безразмерный коэффициент усиления  $K_E$  [5], который для колмогоровского спектра, слабых флуктуаций интенсивности излучения, точечных источника и приемника и статистически однородной турбулентности ( $C_{n,0}^2 = \text{const}$ ) имеет вид

$$K_E(x, C_{n,0}^2) = 1 + 0,496 C_{n,0}^2 k_0^{7/6} x^{11/6}, \quad (1)$$

где  $x$  – расстояние от лидара до рассеивающего объема;  $k_0 = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны. Воробьев использовал аналогичный  $K_E$  параметр, который он определил как фактор  $q$  влияния турбулентности на среднюю мощность рассеянного света на приемнике [11]. Для схемы лидара с двумя приемниками [8] и для случая однородной турбулентности ученый получил приближенную формулу [11]:

$$q(x, R, C_{n,0}^2) = \frac{0,49 C_{n,0}^2 k_0^{7/6} x^{11/6}}{[1 + 0,4R^2/r_F^2(x)]^{7/6}}, \quad (2)$$

где  $R$  – радиус приемо-передающей апертуры лидара;  $r_F = \sqrt{x/k_0}$  – масштаб Френеля. Знаменатель в выражении (2) учитывает усредняющее действие приемной апертуры, а при  $R \rightarrow 0$  выражения (1) и (2) различаются только единицей, т.е.  $K_E - 1 = q$ . Формулы (1) и (2) получены для слабых флуктуаций интенсивности излучения, когда в лазерном пучке боковое смещение лучей не превышает радиус когерентности  $\rho_0 = 1,68(C_n^2 k^2 x)^{-3/5}$  [13].

Известная формула относительной дисперсии флуктуаций интенсивности плоской волны  $\beta_0^2(x)$ , полученная методом плавных возмущений Рытова [13], имеет вид

$$\beta_0^2(x) = 2,26 k_0^{7/6} \int_0^x C_n^2(\eta) (x - \eta)^{5/6} d\eta. \quad (3)$$

Из (3) следует, что максимальный вклад в дисперсию флуктуаций интенсивности вносит начальный участок трассы зондирования вблизи источника. Для статистически однородной среды ( $C_{n,0}^2 = \text{const}$ ) интегрирование выражения (3) дает известный универсальный параметр [13, 14]:

$$\beta_0^2 = 1,23 C_{n,0}^2 k_0^{7/6} x^{11/6}, \quad (4)$$

характеризующий турбулентную толщину атмосферы. Значение  $\beta_0^2 = 1$  служит условной границей между слабыми ( $\beta_0^2 < 1$ ) и насыщенными флуктуациями ( $\beta_0^2 > 1$ ). Коэффициент усиления  $K_E$  и фактор  $q$  в (1) и (2) с учетом (4) прямо пропорциональны относительной дисперсии  $\beta_0^2$ .

Появление турбулентной УОР-компоненты эхосигнала в основном приемном канале лидара означает «деформацию» индикатрисы рассеяния в виде узкого пика в направлении строго назад, причем величина пика зависит от интенсивности турбулентных пульсаций коэффициента преломления [3]. При выводе формул (1) и (2) угловая полуширина области усиления обратного рассеяния принималась равной первой зоне Френеля  $\rho_F = \sqrt{\lambda x}$ . Форма пика при этом не учитывалась, т.е. индикатриса полагалась не зависящей от угла рассеяния [5]. Для дистанции  $x = 4$  км и  $\lambda = 532$  нм зона Френеля  $\sqrt{\lambda x} = 46$  мм.

Экспериментально мы исследовали форму пика УОР методом сканирования рассеянного излучения,

когда коллимированный лазерный пучок направлялся на удаленный диффузный экран [15]. Другой способ изучения пика заключался в последовательном зондировании турбулентной атмосферы узким лазерным пучком с использованием набора парных равных апертур разного размера, которые размещались на выходе лидара [16].

Рассмотрим взятый из [16] пример последовательного зондирования в горизонтальном направлении лазерным пучком радиусом  $R_b = 10$  мм через сменные апертуры с парными равными отверстиями радиусом  $R = 5, 10, \dots, 45$  мм. Измерения осуществлялись экспериментальным макетом турбулентного лидара УОР-2 с афокальным телескопом диаметром 40 см [8]. Приемные каналы располагались симметрично на противоположных сторонах главного зеркала телескопа. На рис. 1 точками показаны значения фактора  $q$  в зависимости от радиуса приемной апертуры  $R$ , рассчитанные по данным зондирования в 18:00 15.02.2020 г. ( $x = 4$  км;  $R_b = 10$  мм). Здесь же в форме ступенчатого графика представлен полученный из  $q(R)$  профиль распределения по апертуре приемника отношения средних интенсивностей рассеянного излучения в турбулентном  $I(R)$  и аэрозольном  $I_0(R)$  приемных каналах для осесимметричного пучка [16]. График дает представление о форме индикатрисы рассеяния при среднем уровне интенсивности турбулентных пульсаций коэффициента преломления ( $\beta_0^2 = 1,8$ ).

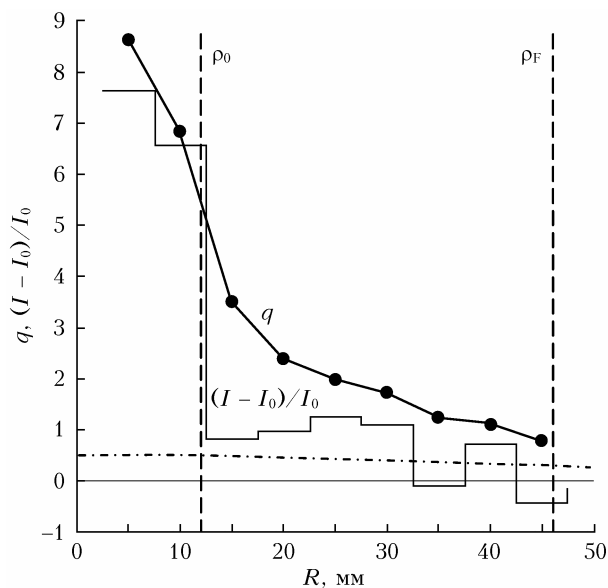


Рис. 1. Зависимости фактора  $q$  и распределения средней нормированной интенсивности рассеяния  $(I - I_0)/I_0$  от радиуса приемной апертуры лидара УОР-2: штрихпунктирная линия соответствует теоретическому максимуму функции  $q(R)$  в формуле (2)

Распределение нормированной интенсивности  $(I - I_0)/I_0$  по апертуре показывает форму пика УОР, состоящую из узкого максимума и широкого плоского «пьедестала». Из этого распределения можно определить, что 30% мощности УОР-сигнала находится

внутри лазерного пучка радиусом  $R_b \approx \rho_0$ , а 70% — в кольце с внешним радиусом  $\sim 4\rho_0$ .

Из графика на рис. 1 следует, что при уменьшении приемной апертуры фактор  $q$  растет. Выражения (1) и (2) с точностью до численного множителя содержат параметр  $\beta_0^2$ , определяемый формулой (4). Максимальное теоретическое значение  $q(R)$  в формуле (2), если принять  $\beta_0^2 = 1$ , показано штрихпунктирной линией на рис. 1, причем экспериментальные величины  $q(R)$  существенно больше теоретического предела.

Для определения  $C_n^2$  при зондировании однородной турбулентности можно использовать формулу (2) [11], однако на основании вышеизложенного получаемый результат будет завышенным. Поэтому для конкретной приемной апертуры  $R$  лидара следует уточнять численный множитель в формуле (2). Покажем это на примере лидара УОР-4 с  $R = 25$  мм [17].

Рассмотрим пример зондирования однородной атмосферы с пространственным разрешением 120 м и временным 5 мин на БЭК в 05:35 20.09.2020 г. (рис. 2). В силу конструктивных особенностей УОР-лидар имеет «слепую» зону  $\sim 1$  км [8]. Пунктирная кривая  $q_0(x)$  на рис. 2, а рассчитана по формуле (2) путем подбора  $C_{n,0}^2$  до совпадения с экспериментальной кривой на начальном участке трассы. Отклонение функции  $q(x)$  от  $q_0(x)$  при  $x > 4,5$  км обусловлено насыщением относительной дисперсии флуктуаций интенсивности  $\beta^2$ , когда  $\beta_0^2 > 1$ . Из графиков на рис. 2, а следует, что выражение (2) точно описывает  $q(x)$  до дистанции  $x = 4,5$  км, где  $q(x) = q_0(x)$ .

Выразим  $C_n^2$  из формулы (2), нормируем его на  $10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$  и обозначим через  $C_{16,1}$ :

$$C_{16,1}(x) = \frac{q(x)}{10^{-16} \text{ м}^{-2/3}} \frac{[1 + 0,4R^2/r_F^2(x)]^{7/6}}{0,49k_0^{7/6} x^{11/6}}. \quad (5)$$

Рассчитаем  $C_{16,1}$  из фактора  $q(x)$  (рис. 2, а) по формуле (5). Для начального однородного участка трассы получим  $C_{16,0} = 54$ . Зная  $C_{16,0}$ , можно по формуле (4) оценить  $\beta_0^2$  и построить график  $C_{16,1}(\beta_0^2)$  (верхняя кривая на рис. 2, б). При совпадении функций  $q(x)$  и  $q_0(x)$  величина  $C_{16,1} \approx \text{const}$ , а когда происходит насыщение дисперсии флуктуаций при  $\beta_0^2 > 1$ ,  $C_{16,1}$  понижается. Из графика на рис. 2, б следует, что этот переход имеет место при  $\beta_0^2 \approx 6$ , чего на самом деле быть не может.

Как было показано выше, проблема заключается в величине численного коэффициента в формуле (2). Из этого примера следует, что константа «0,49» в формуле (2) занижена в 6 раз, поэтому за новое значение константы следует принять число «3,0». С учетом полученного результата перепишем выражение (5):

$$C_{16,2}(x) = \frac{q(x)}{10^{-16} \text{ м}^{-2/3}} \frac{[1 + 0,4R^2/r_F^2(x)]^{7/6}}{3,0k_0^{7/6} x^{11/6}}. \quad (6)$$

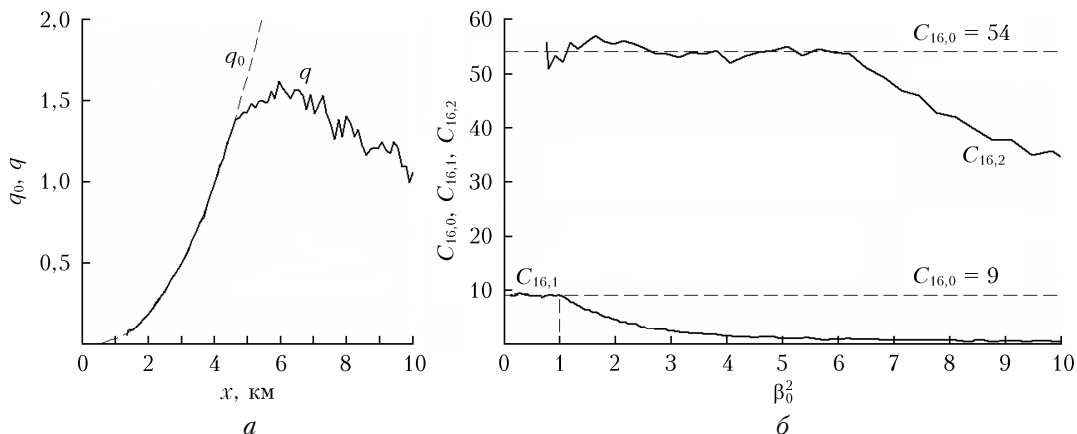


Рис. 2. Фактор  $q(x)$ , полученный при зондировании однородной турбулентности лидаром УОР-4 (сплошная кривая), и  $q_0(x)$ , рассчитанный по формуле (2) (пунктирная кривая) (а); профили  $C_{16,1}$  (5) (верхняя кривая) и  $C_{16,2}$  (6) (нижняя кривая) (б)

Расчет по формуле (6) соответствует нижняя кривая на рис. 2, б. Новое значение  $C_{16,0}$  на начальном участке трассы теперь в 6 раз меньше прежнего и равно 9, а насыщение дисперсии флуктуаций интенсивности излучения имеет место при  $\beta_0^2 > 1$  [14], как и следовало ожидать.

Предложенный способ определения константы в (2) предполагает, что переход к насыщенным флуктуациям происходит при  $\beta_0^2 = 1$  и допускает некоторый разброс, поэтому нуждается в уточнении на большем массиве данных.

На рис. 3 представлена сетчатая номограмма, рассчитанная по формуле (6) для  $R = 25$  мм и  $\lambda = 532$  нм. Номограммой удобно пользоваться для определения параметра  $C_n^2$  однородной атмосферы по значению фактора  $q$  на расстоянии  $x$  от лидара. Например,  $q = 1$  для дистанции  $x = 4$  км, тогда  $C_n^2 = 9 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$ . Еще номограмма указывает пределы возможностей УОР-лидара при слабой и сильной турбулентности. При низком  $C_n^2 = 10^{-16} \text{ м}^{-2/3}$

для достижения  $q = 1$  желательно принимать эхо-сигналы до дистанции 10 км, а при высоком  $C_n^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$  приемлемая дальность зондирования для  $q = 1$  составит уже 1,5 км.

### Переход от слабых флуктуаций к насыщенным

Для статистически однородной среды мы использовали приближение (2), которое с учетом выражения (4) для  $\beta_0^2$  и после замены коэффициента 0,49 на 3,0 можно записать в виде

$$q(x, R, C_{n,0}^2) = \frac{3,0}{1,23} \frac{\beta_0^2}{[1 + 0,4R^2/r_F^2(x)]^{7/6}}. \quad (7)$$

Из (4) следует, что с увеличением дистанции  $x$  или с ростом  $C_n^2$  параметр  $\beta_0^2$  может неограниченно возрастать. В выражении (7) фактор  $q$  прямо пропорционален  $\beta_0^2$ . Очевидно, что экспериментальная функция  $q(x, R, C_{n,0}^2)$  должна иметь предел (рис. 2, а). В реальных условиях фактор  $q$  зависит от фактической относительной дисперсии флуктуаций интенсивности излучения  $\beta^2$ , которая должна быть ограничена вследствие закона сохранения энергии. В (7) заменим  $\beta_0^2$  на  $\beta^2$  и выразим  $\beta^2$  через  $q$ :

$$\beta^2 = q(x, R, C_{n,0}^2) \frac{0,41}{[1 + 0,4R^2/r_F^2(x)]^{7/6}}. \quad (8)$$

На рис. 4, а показаны три экспериментальные функции  $q(x)$ , полученные при разной интенсивности турбулентных пульсаций коэффициента преломления, и функции однородной турбулентности  $q_0(x)$ , вычисленной по формуле (2) с константой 3,0. Все экспериментальные функции  $q(x)$  вначале совпадают с теоретическими  $q_0(x)$ , нанесенными точками, достигают максимума, а затем понижаются.

Расчет  $\beta^2$  по формуле (8) представлен на рис. 4, б;  $\beta_0^2$  рассчитывалась по формуле (4). Вид зависимости  $\beta^2(\beta_0^2)$  аналогичен относительной дисперсии флуктуаций интенсивности излучения,

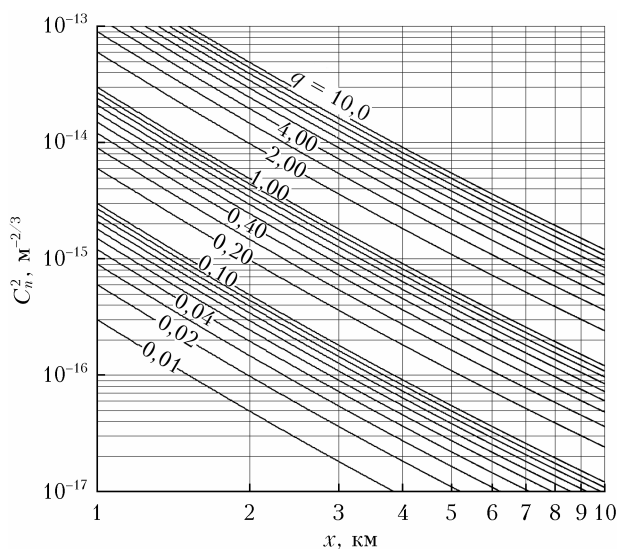


Рис. 3. Номограмма для определения параметра  $C_n^2$  по величине фактора  $q$  в зависимости от расстояния  $x$ ;  $\lambda = 532$  нм,  $R = 25$  мм

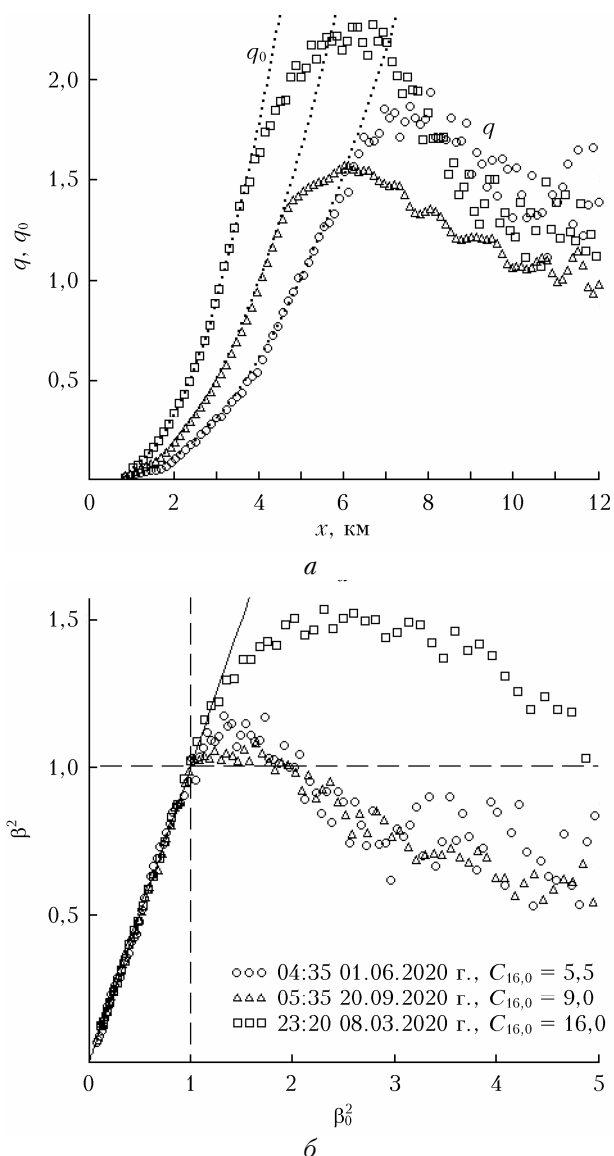


Рис. 4. Зависимости  $q(x)$  (а) и  $\beta^2(\beta_0^2)$  (б) для трех реализаций: а – пунктирные кривые показывают  $q_0(x)$  (2); б – сплошная линия соответствует равенству  $\beta^2 = \beta_0^2$

регистрируемой при прямом просвечивании турбулентной атмосферы [14]. До единицы  $\beta^2 = \beta_0^2$ , затем происходит переход от слабых флуктуаций к насыщенным. Отличие лидарной зависимости  $\beta^2(\beta_0^2)$  от аналогичной для прямого просвечивания заключается в том, что лидарная функция после максимума уменьшается быстрее [14]. При прямом распространении  $\beta^2$  имеет максимум  $\sim 1,5-2,0$ , соответствующий  $\beta_0^2 = 1,5-2,5$  [14].

## Расхождение результатов эксперимента с теорией

Для неоднородных условий распространения волны излучения, когда интенсивность турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха на трас-

се зондирования непостоянная, экспериментальные данные и теоретический расчет существенно разнятся. Ранее мы уже обращали на это внимание [18]. Здесь на примере зондирования турбулентного слоя атмосферы с целью восстановления структурной характеристики показателя преломления воздуха покажем противоречие между экспериментальными данными и теорией.

Чтобы получить оценку характеристики  $C_{16}(x)$  воспользуемся асимптотическим решением Воробьева обратной задачи, а именно формулой (18) из работы [12]:

$$Y(x) = f(x) + x \frac{df(x)}{dx} + \frac{1}{6} x^2 \frac{d^2f(x)}{dx^2}, \quad (9)$$

где функция  $Y(x) = C_{16}(x)/C_{16,0}$ ,  $C_{16,0}$  – значение характеристики для статистически однородной среды; функция  $f(x) = q(x)/q_0(x)$ ; параметр  $C_{16,0}$  и функция  $q_0(x)$  связаны соотношением (6).

На рис. 5, а представлен экспериментальный профиль функции  $f(x)$ , полученный при зондировании турбулентного слоя под углом наклона трассы  $4^\circ$ . Появление слоя было вызвано инверсией температуры, причем интенсивность пульсаций коэффициента преломления в слое в течение нескольких часов практически не менялась, т.е. атмосферная ситуация была стабильная. Усредненная за 1 ч экспериментальная функция  $f(x)$  (рис. 5, а) достаточно гладкая, поэтому ее первая и вторая производные (рис. 5, б), входящие в выражение (9), тоже гладкие.

Функция  $Y(x)$ , восстановленная из функции  $f(x)$  по формуле (9), показана на рис. 5, в пунктирной линией. Решение  $Y(x)$  становится нефизичным, если принимает отрицательные значения. На рис. 5, в мы это наблюдаем на дистанции 3 км, когда первая и вторая производные функции  $f(x)$  в выражении (9) принимают отрицательные значения, следовательно, сумма второго и третьего членов по абсолютной величине превышает величину первого. Отрицательные значения  $Y(x)$  на рис. 5, в не показаны, поэтому график, нанесенный пунктиром, имеет разрывы. В этом эксперименте  $C_{16,0} = 8$ .

Решение (9) для функции  $Y(x)$  предполагает, что экспериментальная функция  $f(x)$  должна монотонно расти, т.е. второй член с первой производной в (9) должен оставаться положительным. На практике такое поведение  $f(x)$  имеет место в случае статистически однородной атмосферы. Заметим, что даже при корректном восстановлении процедура дифференцирования зашумленных экспериментальных функций приводит к большим погрешностям. В итоге формула (9) оказывается бесполезной.

Результат восстановления  $Y(x)$  с использованием формулы (6) представлен на рис. 5, в сплошной кривой. Отметим, что формально выражение (6) следует применять только в случае статистически однородной среды. Тем не менее полученный на рис. 5, в результат дает четкое представление о ширине и интенсивности турбулентного слоя.

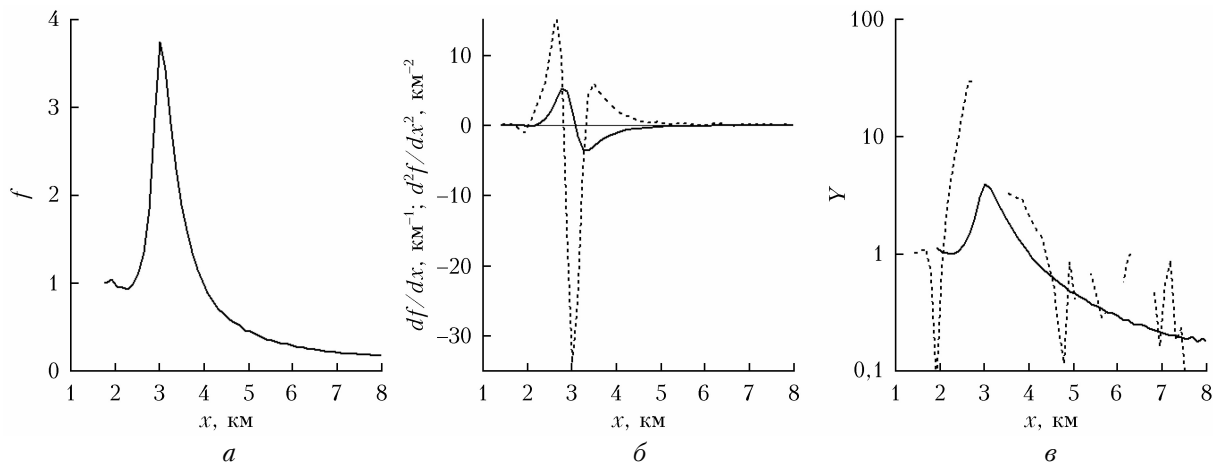


Рис. 5. Экспериментальная функция  $f(x)$  (а); первая (сплошная кривая) и вторая (пунктирная) производные функции  $f(x)$  (б); восстановленная функция  $Y(x)$  по формуле (9) (пунктирная кривая) и формуле (6) (сплошная) (07:00–08:00, 1 февраля 2021 г., БЭК, УОР-4)

Очевидно, что сегодня несовершенство теории не позволяет правильно восстанавливать структурную характеристику оптической турбулентности из данных лидара. В таком случае следует искать приближенное решение задачи, опираясь на практический опыт.

### Эвристический алгоритм определения параметра $C_n^2$

В [11] отмечалось, что в случае точечного приемника максимум ядра интегрального уравнения, которое определяет фактор  $q$  через  $C_n^2$ , находится посередине трассы, а с увеличением апертуры максимум сдвигается к приемнику. Теоретический анализ был построен для точечных источника и приемника, индикатриса рассеяния полагалась не зависящей от угла рассеяния, а лазерный пучок считался расходящимся [5, 11]. Перечисленные допущения при теоретическом рассмотрении были вынужденными, так как решение столь сложной математической задачи в общем виде невозможно.

Можно предположить, что разница между теоретической и экспериментальной функциями  $q(x)$ , показанная выше, обусловлена разным вкладом участков трассы зондирования в эхосигнал УОР. При теоретическом рассмотрении считалось, что существенное влияние на УОР оказывает середина трассы, где вначале при прямом распространении появляются флуктуации интенсивности излучения, а затем при обратном распространении рассеянной волны имеет место увеличение интенсивности рассеянной волны. Однако на практике мы имеем дело с коллимированным пучком, т.е. с плоской волной, поэтому существенное влияние на флуктуации интенсивности в лазерном пучке должен оказывать начальный участок трассы [14]. Чтобы объяснить резкое изменение  $q(x)$  в реальной статистически неоднородной атмосфере, мы предполагаем, что эхосигнал УОР формируется вблизи рассеивающего объема.

Дадим качественное обоснование того, почему слой перед рассеивающим объемом может оказывать решающее влияние на эффект УОР. На рис. 6 показано распределение средней интенсивности обратного рассеяния, из которого видно, что эхосигнал УОР выходит за пределы приемо-передающей апертуры лидара.

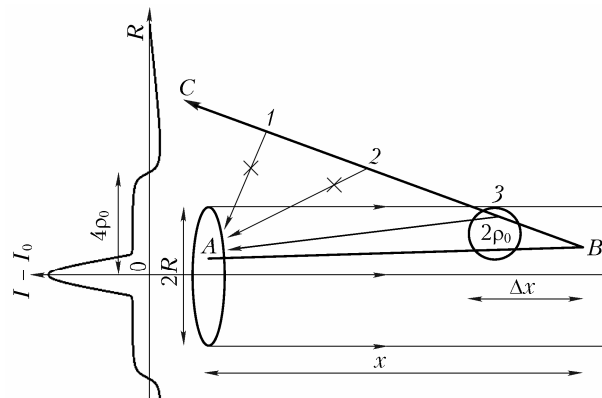


Рис. 6. Схема, поясняющая положение и размер зоны  $\Delta x$  формирования сигнала УОР

Из принципа сохранения энергии следует, что появление пика УОР происходит за счет излучения, которое при отсутствии турбулентности рассеялось бы дальше от оси лазерного пучка. Очевидно, что повышение эхосигнала на оси лазерного пучка и вблизи оси происходит за счет понижения интенсивности рассеяния дальше от оси, так как турбулентность ничего не добавляет, а только перераспределяет рассеянную мощность в пространстве [3]. В эксперименте, данные которого представлены на рис. 1, уменьшение рассеянной мощности дальше от оси, т.е. ниже среднего уровня интенсивности рассеянного излучения, зарегистрировать не удалось в силу того, что минимум интенсивности находился за пределами апертуры и распределялся по большой площади. Интенсивность  $I_0$  регистрировалась дополнительным приемным каналом лидара, на ко-

торый турбулентность не влияет. Снижение средней интенсивности  $I$  ниже уровня  $I_0$  схематически показано на рис. 6 кривой  $I - I_0$  с отрицательными значениями за пределами апертуры.

Рассмотрим луч на рис. 6, вышедший из точки  $A$  на апертуре и пришедший в точку  $B$ . Поместим в  $B$  рассеиватель и предположим, что при отсутствии турбулентности рассеянный луч пойдет в направлении точки  $C$ . Это бы так и случилось, но при наличии турбулентности благодаря эффекту УОР этот луч возвращается на приемную апертуру и вносит свой вклад в амплитуду пика. Очевидно, что без повторного рассеяния резко «повернуть» в сторону приемника из точек 1 или 2 по пути в точку  $C$  луч не может. Плавный «поворот» луча возможен при выполнении двух условий: 1) геометрическая оптика неприменима из-за дифракционных эффектов, т.е. должно быть выполнено условие  $\lambda x > \rho_0^2$ ; 2) прямая и обратная волны должны пройти через одни и те же неоднородности среды. Выполнение этих условий возможно только вблизи рассеивателя (точка 3), т.е. в слое  $\Delta x$  (см. рис. 6). Чем больше интенсивность турбулентных пульсаций коэффициента преломления в слое  $\Delta x$ , тем больше вероятность «поворота» лучей, расходящихся в стороны от оси, и, следовательно, тем больше эхосигнал УОР.

Оценим длину отрезка  $\Delta x$  для условий эксперимента, используемого при построении рис. 1. Пусть точка  $C$  (рис. 6) отстоит от оси на удаление  $5\rho_0$ , тогда для  $x = 4$  км,  $\rho_0 = 12$  мм и  $R < 5\rho_0$  получим размер отрезка  $\Delta x = \rho_0 x / (5\rho_0) = 0,8$  км. Заметим, что чем шире отрицательная область для  $I - I_0$  вокруг приемной апертуры, тем короче отрезок  $\Delta x$  перед рассеивающим объемом (рис. 6). Можно предположить, что с повышением интенсивности турбулентных пульсаций коэффициента преломления область  $I - I_0 < 0$  будет расширяться, следовательно,  $\Delta x$  будет сокращаться. Это может стать целью дальнейших исследований.

Из эксперимента и приведенных рассуждений, следует, что формирование эхосигнала УОР при малом угле наклона трассы происходит в слое толщиной  $\sim 1$  км вблизи места, где произошло рассеяние. Обнаруживается сходство между зондированием турбулентности и зондированием аэрозоля, т.е. появление эхосигнала УОР можно рассматривать как процесс, аналогичный формированию эхосигнала аэрозольного рассеяния. Аэрозольный эхосигнал прямо пропорционален коэффициенту обратного рассеяния внутри облучаемого объема. Турбулентный эхосигнал, по нашим предположениям, прямо пропорционален  $C_n^2$  внутри слоя  $\Delta x$  перед рассеивающим объемом. Если это верно, тогда формулу (7) для фактора  $q(x)$  с учетом (3) можно изменить, введя множитель в виде нормированного  $C_n^2$  в слое, и переписать следующим образом:

$$q(x, R, C_n^2) = \frac{C_n^2(x, \Delta x)}{C_{n,0}^2} \frac{5,50k_0^{7/6} \int_0^{x-\Delta x} C_n^2(\eta)(x-\eta)^{5/6} d\eta}{[1 + 0,4R^2/r_F^2(x)]^{7/6}}, \quad (10)$$

где  $C_n^2(x, \Delta x)$  — среднее значение  $C_n^2$  в слое  $\Delta x$  перед рассеивающим объемом на расстоянии  $x$  от лидара;  $C_{n,0}^2$  — величина структурной характеристики, например, в начале трассы. Из (10) следует, что если флуктуации интенсивности излучения в пучке очень слабые, т.е. если интеграл Рытова в числителе близок к нулю, тогда и отклик в виде фактора  $q$  будет слабым даже при большом  $C_n^2$ . В случае же сильных флуктуаций в пучке, но в слабом турбулентном слое ( $C_n^2 \approx 0$ ) результат будет аналогичным, т.е.  $q \approx 0$ .

Полагая в формуле (10)  $C_n^2(x) \approx C_n^2(x, \Delta x)$ , получаем формулу

$$C_{16}^{(1)}(x) \approx \frac{q(x)}{10^{-16} \text{ м}^{-2/3}} \frac{C_{n,0}^2 [1 + 0,4R^2/r_F^2(x)]^{7/6}}{5,50k_0^{7/6} \int_0^{x-\Delta x} C_n^2(\eta)(x-\eta)^{5/6} d\eta}, \quad (11)$$

которую в дальнейшем будем использовать в качестве первого приближения для оценки характеристики  $C_{16}(x)$ . Заметим, что раньше для восстановления профиля  $C_{16}(x)$  мы применяли формулу (5) [4, 18]; новая формула (11) по сути является ее уточнением. Если в (11) положить  $C_n^2(x) = C_{n,0}^2 = \text{const}$ , то получим формулу Воробьева (6) для однородной турбулентности. В будущем формула (11) будет уточняться.

## Зондирование неоднородной турбулентности

На рис. 7 представлены результаты зондирования турбулентного слоя, расположенного на высоте 200 м. Зондирование осуществлялось под углом наклона трассы  $4^\circ$ . Во время измерений атмосфера была чистая, наклонная дальность видимости составляла 25 км. Температурная инверсия «запирала» аэрозоль, который в приземном слое заполнял все пространство. Выбор угла наклона трассы зондирования обсуждался в [19]. Профиль градиента температуры, полученный радиометром МТР-5 [20], показан квадратами на рис. 7, а. Температура у земли составляла  $-27^\circ\text{C}$ , с высотой  $z$  она быстро повышалась, достигая  $-16^\circ\text{C}$  на высоте 200 м. Далее рост температуры замедлялся, и для  $z = 500$  м  $T = -2^\circ\text{C}$ . Точками показан усредненный профиль  $C_{16}^{(1)}$ , рассчитанный по формуле (11). Заметим, что обработка лидарных данных включает в себя процедуру калибровки, которая подробно изложена в [8, 15].

Скорректированный на квадрат расстояния эхосигнал дополнительного приемного канала  $P_2$ , пропорциональный коэффициенту аэрозольного рассеяния, в относительных единицах представлен на рис. 7, б в виде пространственно-временного распределения. Наблюдается резкая граница аэрозоля на высоте 180 м вблизи максимума градиента температуры. Заметим, что эхограмма содара [21], который в это время работал на БЭК, тоже показывала резкую границу на высоте 200 м.

Пространственно-временное распределение нормированной структурной характеристики  $C_{16}^{(1)}$ , полученной с использованием формулы (11), представлено на рис. 7, в. Максимум  $C_{16}^{(1)}$  располагается сразу над аэрозольным слоем на высоте 200 м и совпадает с максимумом градиента температуры. Ширина турбулентного слоя составляет  $\sim 100$  м, а с учетом угла наклона трассы зондирования ей соответствует участок трассы длиной  $\sim 1,5$  км.

Еще один пример регистрации лидаром относительно быстро протекающего в приземном слое атмосферы процесса, а именно волны Кельвина–Гельмгольца (ВКГ) с периодом  $\sim 3$  мин, приведен на рис. 8. Наклон трассы составлял  $4^\circ$ , пространственное разрешение – 60 м; временное разрешение – 15 с, направление ветра почти совпадало с направлением зондирования. ВКГ – это сингулярная волна, возникающая при слабоустойчивой температурной стратификации, когда число Ричардсона  $0 < Ri < 1/4$  [22].

Энергия волны растет за счет кинетической энергии воздушного потока, ее амплитуда сначала линейно растет, а при переходе в нелинейный режим гребни волны обрушаются, и происходит генерация турбулентности.

На рис. 8 показаны два высотных профиля  $C_{16}^{(1)}$ , имеющие выраженные максимумы (рис. 8, а); пространственно-временные распределения эхосигнала аэрозольного приемного канала  $P_2$  (рис. 8, б) и  $C_{16}^{(1)}$  (рис. 8, в). Отчетливо виден периодический процесс медленного подъема гребней волны (наклонные темные полосы) до высоты 500–600 м; затем следует их резкое обрушение и повышение интенсивности турбулентных пульсаций коэффициента преломления с максимумом на высоте 200 м (черные пятна). Подъем гребней сопровождался слабым увеличением коэффициента аэрозольного рассеяния, предположительно вследствие конденсации влаги и укрупнения частиц (рис. 8, б).

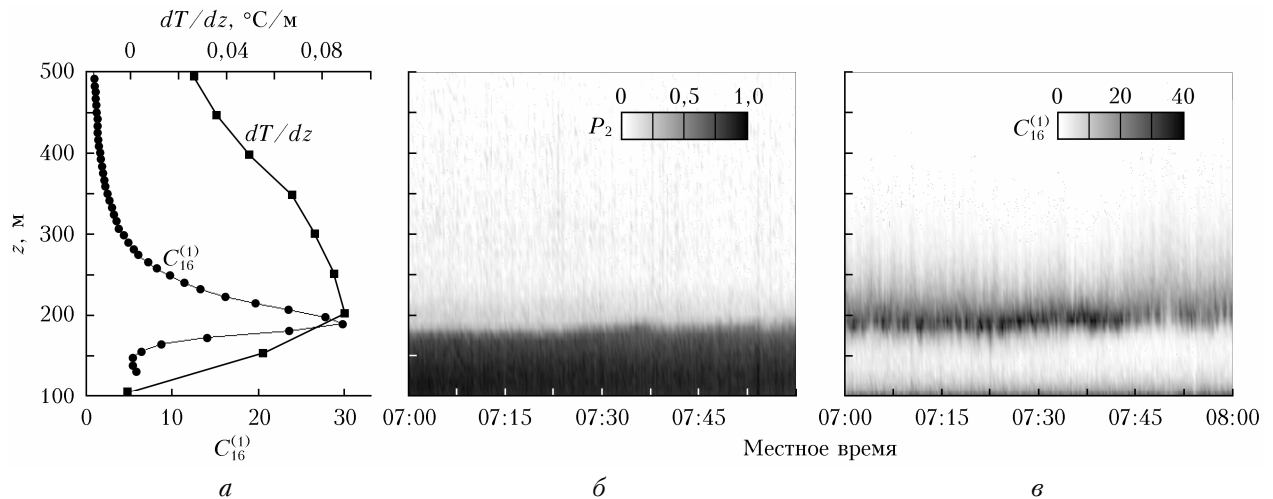


Рис. 7. Усредненные профили градиента температуры  $dT/dz$  (МТП-5) и  $C_{16}^{(1)}$  (лидар УОР-4) (а); пространственно-временные распределения скорректированного эхосигнала дополнительного приемного канала  $P_2$  (б) и параметра  $C_{16}^{(1)}$  (в) при зондировании турбулентного слоя под углом наклона трассы  $4^\circ$  (БЭК, 1 февраля 2021 г.)

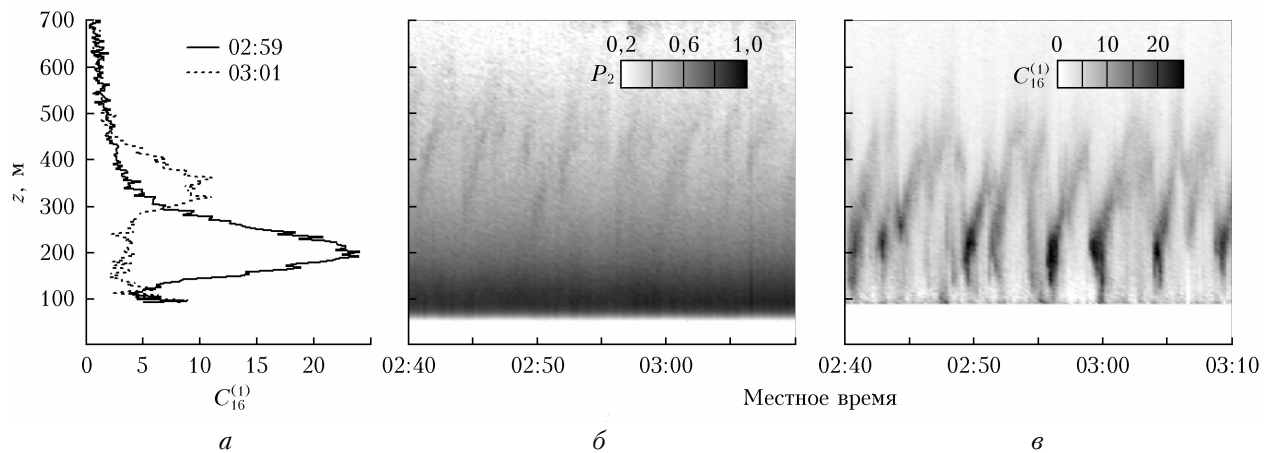


Рис. 8. Волна Кельвина–Гельмгольца, зарегистрированная при зондировании лидаром УОР-4 под углом наклона трассы  $4^\circ$  17 октября 2020 г. на БЭК: два профиля  $C_{16}^{(1)}$  (а); пространственно-временные распределения скорректированного эхосигнала дополнительного приемного канала  $P_2$  (б) и  $C_{16}^{(1)}$  (в)



## Заключение

Экспериментально исследовалась применимость асимптотических формул восстановления структурной характеристики показателя преломления  $C_n^2$  из функции  $q(x)$ , определяемой из отношения эхосигналов лидара. Получено, что при зондировании статистически однородной турбулентной атмосферы ( $C_n^2 = \text{const}$ ) экспериментальный профиль фактора  $q(x)$  с точностью до численного множителя воспроизводится приближенной формулой Воробьева, когда турбулентность слабая и относительная дисперсия флуктуаций интенсивности  $\beta_0^2 < 1$ . Для конкретного лидара рекомендуется уточнять численный множитель в формуле Воробьева.

Предложено построение номограммы для оперативного контроля однородной оптической турбулентности ( $C_n^2 = \text{const}$ ) по значению  $q(x)$  для выбранной дистанции  $x$  от лидара до исследуемого объема атмосферы. В качестве примера построена сетчатая номограмма для лидара УОР-4 с апертурами радиусом 25 мм и  $\lambda = 532$  нм.

Работа лидара в неоднородной атмосфере показала принципиальное различие между экспериментальным фактором  $q$  и его теоретическим значением. В частности, при зондировании слоя атмосферы с повышенной интенсивностью турбулентных пульсаций показателя преломления воздуха профиль  $q(x)$  быстро растет, а затем также быстро убывает. Теоретический профиль  $q(x)$ , в отличие от реального, монотонно возрастает.

Высказано предположение о том, что основной вклад в формирование турбулентной компоненты эхосигнала вносит область пространства перед рассеивающим объемом за счет эффекта УОР. При слабонаклонном зондировании ( $4^\circ$ ) протяженность этой области составляет  $\sim 1$  км.

Экспериментальное исследование распределения интенсивности обратного рассеяния показало, что при сопоставимых размерах пучка и радиуса когерентности порядка 30% эхосигнала УОР возвращается на приемную апертуру внутри зондирующего пучка, а 70% находится в кольце, радиус которого в 4 раза больше радиуса пучка. Чем шире кольцо вокруг апертуры, откуда рассеянная радиация приходит в центр, тем короче область пространства перед рассеивающим объемом, которая оказывает существенное влияние на эффект увеличения обратного рассеяния атмосферной турбулентностью, т.е. вследствие УОР.

Предложено для определения структурной характеристики оптической турбулентности  $C_n^2$  пользоваться приближенной формулой, в которой нормированная характеристика  $C_n^2$  прямо пропорциональна эхосигналу и обратно пропорциональна интегралу, определяющему дисперсию флуктуаций интенсивности излучения. Такой подход к интерпретации данных эксперимента позволяет получить результаты, которые не противоречат физике приземного слоя и согласуются с независимыми наблюдениями, а полученный результат следует рассматривать в качестве приближения.

Планируется проведение экспериментов, которые позволят подтвердить и улучшить предложенную методику определения структурной характеристики оптической турбулентности из данных УОР-лидара. Детальное экспериментальное и теоретическое изучение явления увеличения обратного рассеяния необходимо для эффективного практического использования турбулентного лидара.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (проект № 075-15-2021-934).

1. *Виноградов А.Г., Гурвич А.С., Кашкаров С.С., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Закономерность увеличения обратного рассеяния волн. Свидетельство на открытие № 359. Приоритет открытия: 25 августа 1972 г. в части теоретического обоснования и 12 августа 1976 г. в части экспериментального доказательства закономерности. Государственный реестр открытий СССР // Бюлл. изобретений. 1989. № 21.
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. *Кравцов Ю.А., Саичев А.И.* Эффекты двукратного прохождения волн в случайно неоднородных средах // Успехи физ. наук. 1982. Т. 137, вып. 3. С. 501–527.
4. *Разенков И.А.* Перспективы применения турбулентного УОР-лидара для исследования пограничного слоя атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2021. Т. 34, № 1. С. 26–35; *Razenkov I.A.* Capabilities of a turbulent BSE-lidar for the study of the atmospheric boundary layer // Atmos. Ocean. Opt. 2021. V. 34, N 3. P. 229–238.
5. *Гурвич А.С.* Лидарное зондирование турбулентности на основе усиления обратного рассеяния // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2012. Т. 48, № 6. С. 655–665.
6. *Гурвич А.С.* Лидарное позиционирование областей повышенной турбулентности ясного неба // Изв. РАН. Физ. атмосфер. и океана. 2014. Т. 50, № 2. С. 166–174.
7. *Афанасьев В.Л., Гурвич А.С., Ростов А.П.* Экспериментальное исследование эффекта усиления обратного рассеяния в турбулентной атмосфере // Тез. XVIII Междунар. симпози. «Оптика атмосферы и океана, Физика атмосферы». Томск: ИОА СО РАН, 2012. С. 95–99.
8. *Разенков И.А.* Турбулентный лидар. I. Конструкция // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 1. С. 41–48; *Razenkov I.A.* Turbulent lidar: I – Design // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 3. P. 273–280.
9. *Разенков И.А.* Турбулентный лидар. II. Эксперимент // Оптика атмосфер. и океана. 2018. Т. 31, № 2. С. 81–89; *Razenkov I.A.* Turbulent lidar: II – Experiment // Atmos. Ocean. Opt. 2018. V. 31, N 3. P. 281–289.
10. *Банаш В.А., Разенков И.А.* Лидарные измерения усиления обратного рассеяния // Опт. и спектроскоп. 2016. Т. 120, № 2. С. 339–348.
11. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. I. Уравнения // Оптика атмосфер. 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.
12. *Воробьев В.В.* О применимости асимптотических формул восстановления параметров «оптической» турбулентности из данных импульсного лидарного зондирования. II. Результаты численного моделирования //

- Оптика атмосфер. 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.
13. *Татарский В.И.* Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
  14. *Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С.* Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 280 с.
  15. *Разенков И.А.* Оптимизация параметров турбулентного лидара // *Оптика атмосфер. и океана.* 2019. Т. 32, № 1. С. 70–81; *Razenkov I.A.* Optimization of parameters of a turbulent lidar // *Atmos. Ocean. Opt.* 2019. V. 32, N 3. P. 349–360.
  16. *Разенков И.А.* Экспериментальная оценка пика увеличения обратного рассеяния // *Оптика атмосфер. и океана.* 2020. Т. 33, № 11. С. 874–879; *Razenkov I.A.* Experimental estimation of the backscatter enhancement peak // *Atmos. Ocean. Opt.* 2021. V. 34, N 2. P. 111–116.
  17. *Razenkov I.A., Banakh V.A., Gorgeev E.V.* Lidar “BSE-4” for the atmospheric turbulence measurements // *Proc. SPIE.* 10833. DOI: 10.1117/12.2505183.
  18. *Разенков И.А.* Оценка интенсивности турбулентности из лидарных данных // *Оптика атмосфер. и океана.* 2020. Т. 33, № 1. С. 32–40; *Razenkov I.A.* Estimation of the turbulence intensity from lidar data // *Atmos. Ocean. Opt.* 2020. V. 33, N 3. P. 245–253.
  19. *Разенков И.А.* Специфика зондирования пограничного слоя атмосферы турбулентным лидаром // *Оптика атмосфер. и океана.* 2020. Т. 33, № 8. С. 643–648; *Razenkov I.A.* Specifics of sounding the atmospheric boundary layer with a turbulent lidar // *Atmos. Ocean. Opt.* 2020. V. 33, N 6. P. 610–615.
  20. URL: <http://mtp5.ru/pdf/mtp5h.compressed.pdf>.
  21. *Гладких В.А., Мамышев В.П., Одинцов С.Л.* Экспериментальные оценки структурной характеристики показателя преломления оптических волн в приземном слое атмосферы // *Оптика атмосфер. и океана.* 2015. Т. 28, № 4. С. 309–318; *Gladkikh V.A., Mamyshev V.P., Odintsov S.L.* Experimental estimates of the structure parameter of the refractive index for optical waves in the surface air layer // *Atmos. Ocean. Opt.* 2015. V. 28, N 5. P. 426–435.
  22. *Шакина Н.П.* Гидродинамическая неустойчивость в атмосфере. Л.: Гидрометеониздат, 1990. 308 с.

***I.A. Razenkov. A heuristic approach to defining the structure parameter of the refractive index of atmosphere from the turbulent lidar data.***

It is shown that the approximate Vorobyov formula linking the lidar returns with the intensity of optical turbulence, for the case of a statistically homogeneous medium with an accuracy up to a constant coefficient, satisfactorily agrees with the sounding data. The procedure for determining the coefficient in the Vorobyov formula for a specific lidar aperture size is recommended. The construction of a nomogram for the operational determination of the intensity of homogeneous turbulence from lidar readings is proposed. The discrepancy between the experimental results and the theory when sounding inhomogeneous turbulence is established. It is shown that the main contribution to the formation of the turbulent component of a lidar return due to the BSE effect is made by the section of the path in front of the scattering volume. It is proposed to use an approximate formula to restore the structure parameter of the optical turbulence  $C_n^2$ , in which normalized  $C_n^2$  is directly proportional to the return and inversely proportional to the integral determining the dispersion of intensity fluctuations.