

Определение параметров турбулентности из спектров вертикальной компоненты скорости ветра, измеряемой импульсным когерентным доплеровским лидаром. Часть II. Эксперимент на БЭКе ИОА СО РАН

И.Н. Смалихо¹, В.А. Банах¹, А.М. Шерстобитов^{1,2}, А.В. Фалиц^{1*}

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

²Национальный исследовательский Томский государственный университет
634050, г. Томск, пр. Ленина, 36

Поступила в редакцию 25.05.2021 г.

Для тестирования нового метода определения параметров ветровой турбулентности из спектров вертикальной компоненты вектора скорости ветра, измеряемой импульсным когерентным доплеровским лидаром (ИКДЛ), летом 2020 г. нами был проведен эксперимент на территории Базового экспериментального комплекса ИОА СО РАН. Сравнительный анализ оценок скорости диссипации турбулентной энергии, получаемых двумя методами: 1) из спектра вертикальной компоненты вектора скорости ветра (новый метод); 2) из азимутальной структурной функции радиальной скорости, измеряемой конически сканирующим ИКДЛ (ранее применяемый метод), показал, что новый метод также дает несмещенную оценку. Представлены результаты лидарных измерений параметров ветровой турбулентности при наличии в пограничном слое атмосферы низкоуровневого струйного течения и внутренней гравитационной волны.

Ключевые слова: когерентный доплеровский лидар, ветер, турбулентность; coherent Doppler lidar, wind, turbulence.

Введение

В первой части настоящей работы [1] дано описание нового метода определения параметров ветровой турбулентности (скорости диссипации турбулентной энергии ϵ , дисперсии радиальной скорости (вертикальной скорости ветра) σ_r^2 ($\sigma_w^2 = \sigma_r^2$) и интегрального масштаба турбулентности L_V) из спектров вертикальной компоненты скорости ветра, измеряемой импульсным когерентным доплеровским лидаром (ИКДЛ). В отличие от ранее предложенного в [2] подхода, этот метод учитывает усреднение радиальной скорости по зондируемому объему вдоль оптической оси, что обеспечивает получение несмещенной оценки скорости диссипации. Несмотря на выполненное в [1] тестирование метода в численном эксперименте, вопрос о репрезентативности получаемых с помощью него оценок оставался открытым. Для решения этой проблемы больше всего подходит сравнительный анализ результатов оценивания скорости диссипации из совместных измере-

ний лидаром (с использованием описанной в [1] стратегии) и другим прибором (например, акустическим анемометром), позволяющим получать результат с достаточно высокой точностью.

Однако в атмосферном эксперименте мы могли установить акустический анемометр максимум на высоте 42 м, в то время как минимальная высота измерения лидаром Stream Line (производство Halo Photonics, Великобритания) [3], задействованным в этом эксперименте, при направлении зондирующего пучка строго вверх составляет 100 м. Тем не менее описанная в разд. 2 работы [1] стратегия лидарного эксперимента предполагает последовательные измерения с использованием конического сканирования зондирующим пучком при угле места $\varphi = \varphi_{\text{scan}} = 60^\circ$ и измерения при фиксированном направлении зондирующего пучка строго вверх (при $\varphi = \varphi_{\text{vert}} = 90^\circ$). Это дает возможность сравнения оценок скорости диссипации, получаемых: 1) новым методом из спектра вертикальной скорости, измеряемой лидаром при $\varphi = \varphi_{\text{vert}}$ [1]; 2) предложенным в [4] методом определения скорости диссипации из азимутальной структурной функции радиальной скорости, измеряемой лидаром при коническом сканировании и $\varphi = \varphi_{\text{scan}} = 60^\circ$. Такое сравнение имеет смысл, так как второй метод дает достаточно высокую точность,

* Игорь Николаевич Смалихо (smalikho@iao.ru); Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Артем Михайлович Шерстобитов (sharm@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru).

как это следует из сравнительного анализа оценок скорости диссипации, получаемых из исходных данных совместных измерений на высоте 42 м акустическим анемометром и конически сканирующим лидаром Stream Line при $\varphi = 16^\circ$ [4].

В настоящей работе, кроме упомянутого выше сравнительного анализа лидарных оценок скорости диссипации, получаемых двумя методами, представлены результаты лидарного эксперимента, проведенного на территории Базового экспериментального комплекса (БЭК) ИОА СО РАН, по изучению ветровой турбулентности. При этом особое внимание уделено результатам, полученным из измерений лидаром Stream Line (с использованием стратегии, описанной в разд. 2 работы [1]) в условиях устойчивой температурной стратификации и в присутствии в пограничном слое атмосферы (ПСА) низкоуровневого струйного течения (НСТ) и внутренней гравитационной волны (ВГВ).

1. Эксперимент

С 28 июня по 11 июля 2020 г. нами был проведен эксперимент на территории БЭКа ИОА СО РАН ($56^\circ 06' 51,41''$ с.ш., $85^\circ 06' 03,22''$ в.д.). В этом эксперименте были задействованы акустические анемометры АМК-03, установленные на высотах 3, 10 и 42 м, температурный профилометр МТР-5 и ИКДЛ Stream Line. Исходные данные измерений акустическими анемометрами использовались для получения информации о ветре и турбулентности в нижней части приземного слоя атмосферы, а данные температурного профилометра – для определения термической стратификации ПСА.

Во время лидарных измерений применялась стратегия, описание которой дано в разд. 2 работы [1], при $T_{\text{vert}} = 500$ с. Для увеличения отношения сигнал-шум (SNR) зондирующее излучение фокусировалось на расстояние 350 м. Исходные данные для $\text{SNR}(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n)$ и радиальной скорости $V_L(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n)$ (см. разд. 3 в [1]) были получены с шагом по дальности $\Delta R = 18$ м. Число лучей за одно коническое сканирование $M_s = 120$, разрешение по азимутальному углу $\Delta\theta = 360^\circ/M_s = 3^\circ$. Из-за частых дождей во время этого двухнедельного эксперимента пригодными для анализа оказались лишь лидарные данные двух промежутков времени: 1) с 28 июня по 2 июля и 2) с 10 по 11 июля 2020 г.; они относятся к слою на высотах 100–600 м.

Для обработки лидарных измерений с целью пространственно-временной визуализации среднего отношения сигнал-шум $\text{SNR}(h_k, t_n)$, инструментальной погрешности оценивания радиальной скорости $\sigma_\varepsilon(h_k, t_n)$, средней скорости ветра $U(h_k, t_n)$, угла направления среднего ветра $\theta_V(h_k, t_n)$, скорости диссипации турбулентной энергии $\varepsilon(h_k, t_n)$, дисперсии вертикальной компоненты вектора скорости ветра $\sigma_w^2(h_k, t_n)$, интегрального масштаба турбулентности $L_V(h_k, t_n)$ и относительной погрешности лидарной

оценки скорости диссипации $E_\varepsilon(h_k, t_n)$ с шагами по высоте 18 м и по времени 10 мин использовались алгоритмы, описание которых дано в [1]. При этом мы получали двумерные распределения отношения сигнал-шум $\text{SNR}(h_k, t_n)$, воспользовавшись 30-минутным усреднением массивов $\text{SNR}(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n)$:

$$\text{SNR}(h_k, t_n) = \frac{1}{3} \sum_{n'=0}^2 \frac{1}{M_1} \times \sum_{m=0}^{M_1-1} \text{SNR}(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n-1+n'), \quad (1)$$

где высота $h_k = h_0 + k\Delta h$, $h_0 = 99$ м, $k = 0, 1, 2, \dots, K-1$, $K = 29$, $\Delta h = 18$ м, $h_{K-1} = 603$ м; время $t_n = t_0 + nT_c$ ($T_c \approx 10$ мин при $T_{\text{vert}} = 500$ с).

На рис. 1 для примера показаны временные спектры радиальной скорости, измеряемой лидаром при направлении зондирующего пучка строго вверх. Вертикальные линии указывают на частотные интервалы, в пределах которых определяются шумовая составляющая спектра S_N ($0,8 \leq f_i \leq 1$ Гц) и ε ($0,05 \leq f_i \leq 0,2$ Гц). Здесь f_i – частоты с шагом $\Delta f = 0,002$ Гц; $\Delta f/l_1 = 0,8$ Гц; $\Delta f/l_2 = 0,2$ Гц и $\Delta f/l_3 = 0,05$ Гц.

Значения турбулентных параметров и погрешности лидарных оценок на высотах измерения спектров (приведенных на рис. 1) представлены на рис. 2, где горизонтальными линиями указаны эти три высоты. Если высота слоя турбулентного перемешивания h_{min} определяется по спаданию $\varepsilon(h_k)$ до $10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$ [5] (или по спаданию $\sigma_w^2(h_k)$ до $0,1 (\text{м}/\text{с})^2$), то, согласно рис. 2, д, ж, $h_{\text{min}} \approx 600$ м, т.е. уже в 9:00 за счет солнечного прогрева поверхности Земли и образования конвекции интенсивное перемешивание воздушных масс смогло достичь такой высоты.

На рис. 3 для примера показаны пространственно-временные распределения $\text{SNR}(h_k, t_n)$, $\sigma_\varepsilon(h_k, t_n)$, $U(h_k, t_n)$, $\sigma_w^2(h_k, t_n)$, $\varepsilon(h_k, t_n)$ и $E_\varepsilon(h_k, t_n)$ в течение 9 ч начиная с 02:00. Интересно отметить, что летом в ночное время, несмотря на устойчивую стратификацию температуры воздуха, турбулентность в ясную погоду не является, как обычно, предельно слабой. Причем, согласно данным на рис. 3, д, около 04:00 высота слоя турбулентного перемешивания может превышать 500 м. Также видно (рис. 3, д), что в промежутке с 05:00 до 07:00 НСТ и тем более ВГВ не было даже при очень сильном ослаблении ветровой турбулентности и уменьшении h_{mix} до почти 100 м.

На рис. 3, е для относительной погрешности лидарной оценки ε черным цветом указаны области, где $E_\varepsilon(h_k, t_n) > 30\%$. Такое превышение имеет место даже при очень малой инструментальной погрешности, когда $\sigma_\varepsilon(h_k, t_n) \sim 0,05 \text{ м}/\text{с}$, что объясняется предельно слабой турбулентностью (в частности, при $\varepsilon \ll 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}^3$).

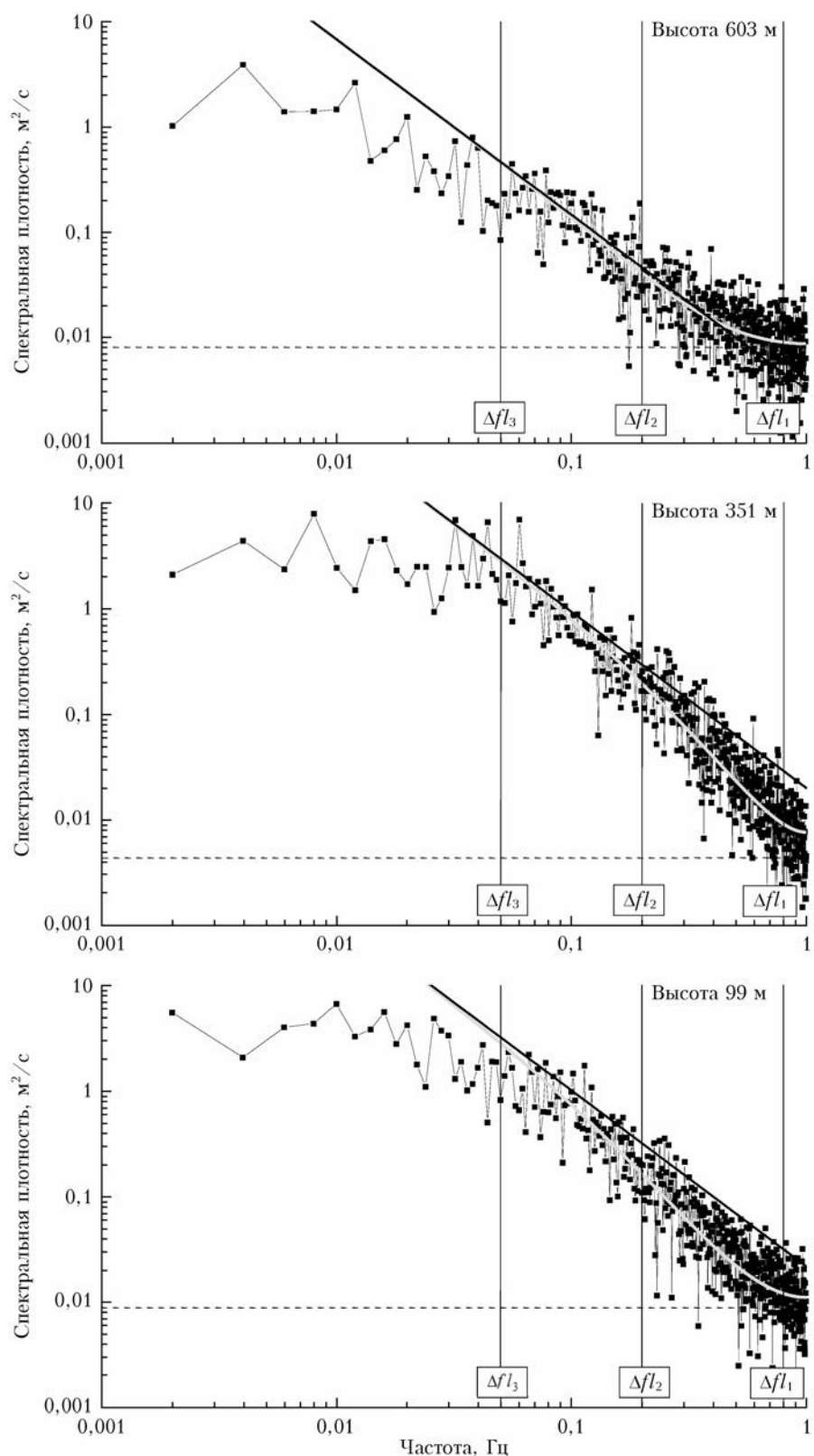


Рис. 1. Спектральные плотности радиальной скорости, измеренной лидаром Stream Line на высотах 603; 351 и 99 м с 08:42 до 09:12 по местному времени 28 июня 2020 г. на БЭКе ИОА СО РАН (квадратики, соединенные кривыми). Серыми и черными кривыми показаны результаты расчетов, соответственно, $S_L(f_i)$ (по формулам (14), (21) и (22) в [1]) и $S_K(f_i) = \varepsilon^{2/3} G_K(f_i)$ (по формуле (24) в [1]) для спектра Колмогорова–Обухова с использованием полученных из этих лидарных измерений шумовой составляющей спектра S_N (пунктирные линии), средней скорости ветра U и скорости диссипации ε

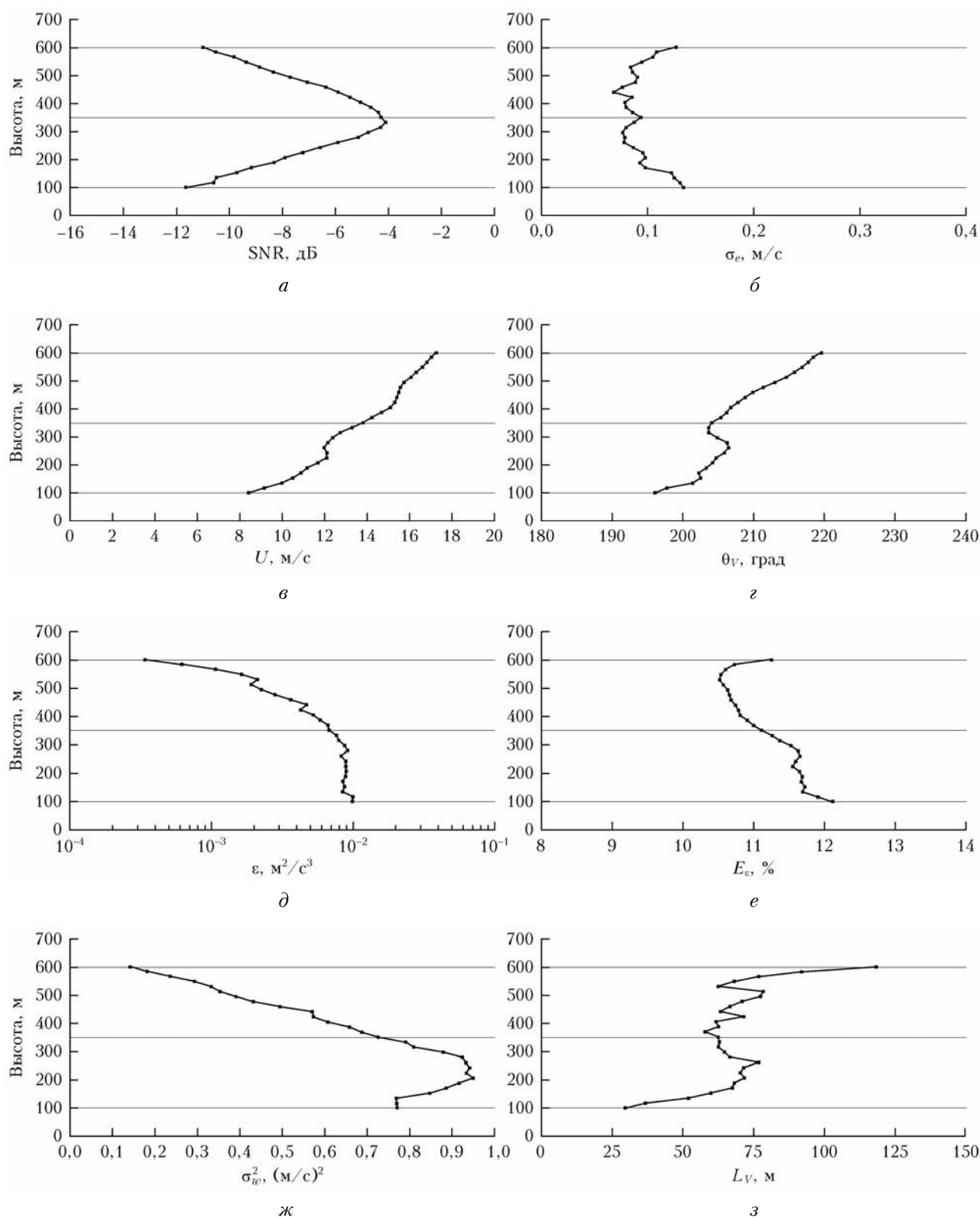


Рис. 2. Высотные профили отношения сигнал-шум (*a*), инструментальной погрешности оценки радиальной скорости (*б*), средней скорости ветра (*в*), угла направления ветра (*г*), скорости диссипации турбулентной энергии (*д*), относительной погрешности оценки скорости диссипации (*е*), дисперсии вертикальной компоненты вектора скорости ветра (*ж*) и продольного интегрального масштаба корреляции вертикальной компоненты вектора скорости ветра (*з*), восстановленные из измерений лидаром Stream Line с 08:42 до 09:12 по местному времени 28 июня 2020 г. на БЭКе ИОА СО РАН

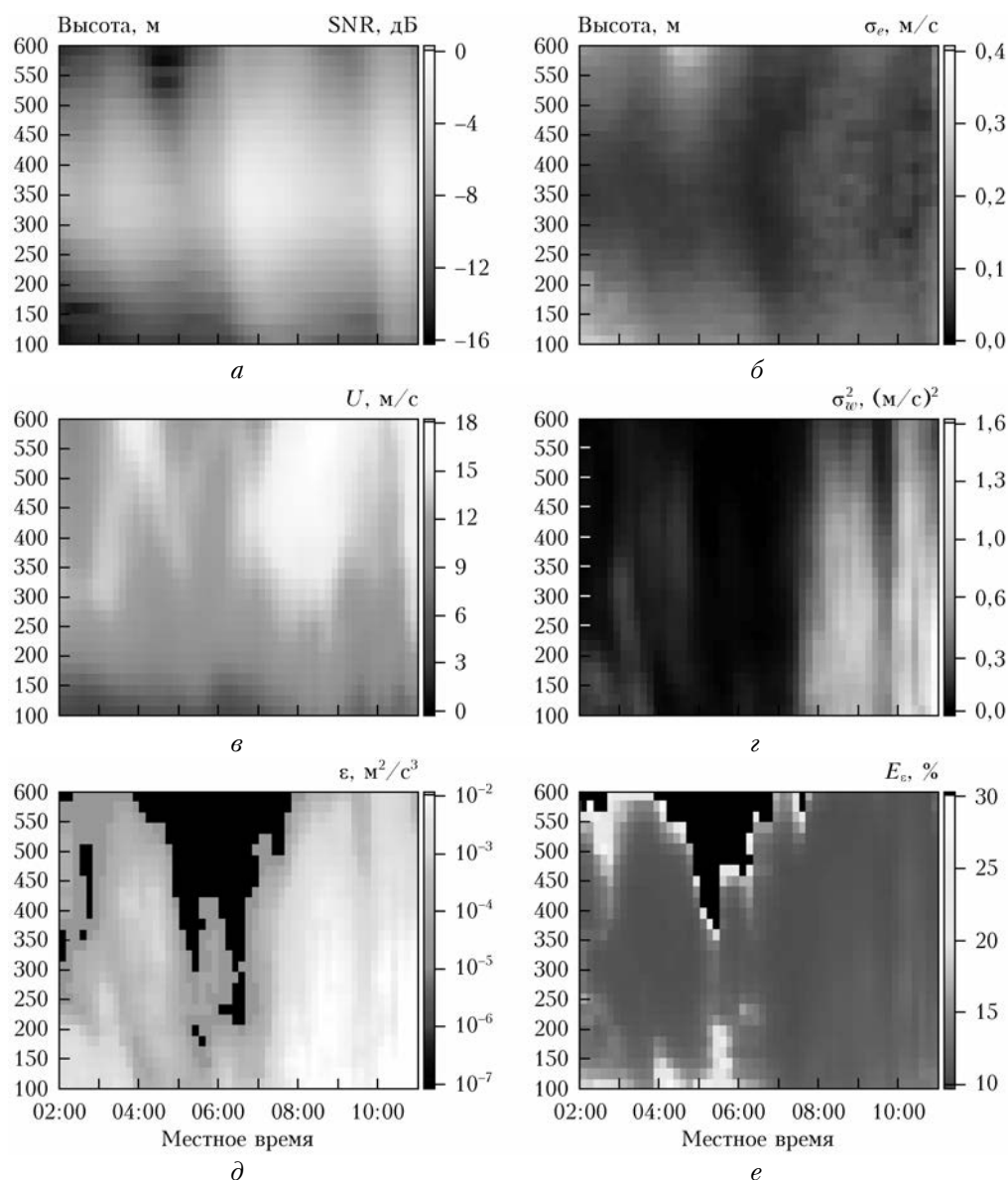


Рис. 3. Распределения отношения сигнал-шум (а), инструментальной погрешности оценивания радиальной скорости (б), средней скорости ветра (в), дисперсии вертикальной компоненты вектора скорости ветра (г), скорости диссипации турбулентной энергии (д) и относительной погрешности лидарной оценки скорости диссипации (е) по высоте и времени, полученные из измерений лидаром Stream Line 28 июня 2020 г. на БЭКе ИОА СО РАН

2. Сравнение лидарных оценок скорости диссипации, полученных разными методами

Согласно данным рис. 3, е, лидарные оценки скорости диссипации с относительной погрешностью не более 30% составляют ~90% от общего числа оценок, представленных на рис. 3, д (при этом оценки с погрешностью более 30% получены из измерений в условиях предельно слабой ветровой турбулентности). Тем не менее, чтобы сделать окончательное заключение о репрезентативности распределения $\varepsilon(h_k, t_n)$, необходимо сравнение с соответствующими результатами совместных измерений другим прибором, точность измерения которого не вызывает сомнений.

Как уже отмечалось в разд. 1, из измерений лидаром Stream Line при направлении зондирующего пучка строго вверх возможно получение оценок параметров турбулентности на высоте не ниже 100 м, а акустический анемометр мы могли установить на высоте максимум 42 м. Поэтому мы не могли провести прямое сравнение результатов одновременных измерений лидаром и акустическим анемометром.

Однако в этом эксперименте мы имеем по два подмассива лидарных оценок радиальной скорости $V_L(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{scan}}, n)$ и $V_L(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n)$, полученных из измерений при коническом сканировании ($\varphi_{\text{scan}} = 60^\circ$) и при направлении зондирующего пучка строго вверх ($\varphi_{\text{vert}} = 90^\circ$) [1]. Воспользовавшись подмассивом $V_L(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n)$, по приведенной в [1] формуле (1) можно рассчитать спектральные плотнос-

ти вертикальной компоненты вектора скорости ветра $\hat{S}_L(f_i)$, а затем из $\hat{S}_L(f_i)$ после применения гипотезы Тейлора о «замороженной» турбулентности (для получения информации о средней скорости ветра используются данные подмассива $V_L(m'\Delta t; R_k, \varphi_{\text{scan}}, n)$ при четырех конических сканированиях) получаем значения оценок скорости диссипации, которые обозначим как $\varepsilon_1(h_k, t_n)$, по алгоритму, описанному в [1].

Из данных подмассива $V_L(m'\Delta t; R_k, \varphi_{\text{scan}}, n)$, полученных при четырех конических сканированиях, кроме $U(h_k, t_n)$ мы рассчитывали азимутальные структурные функции радиальной скорости, измеряемой лидаром при коническом сканировании, и затем из них получали оценки скорости диссипации (описание метода дано в [4]), которые обозначим как $\varepsilon_2(h_k, t_n)$. Относительные погрешности оценок скорости диссипации этими двумя способами

обозначим, соответственно, $E_{\varepsilon_1}(h_k, t_n)$ и $E_{\varepsilon_2}(h_k, t_n)$. Величины $E_{\varepsilon_1}(h_k, t_n)$ и $E_{\varepsilon_2}(h_k, t_n)$ рассчитываются по алгоритмам, описанным в [1] и [6]. Из-за того, что при получении оценок $\varepsilon_1(h_k, t_n)$ используется существенно больший объем исходных данных по сравнению с $\varepsilon_2(h_k, t_n)$, следует ожидать, что погрешность $E_{\varepsilon_2}(h_k, t_n)$ превысит $E_{\varepsilon_1}(h_k, t_n)$. Так как метод получения оценок $\varepsilon_2(h_k, t_n)$ показал высокую эффективность в эксперименте, где сравнивались результаты определения скорости диссипации на высоте 42 м из одновременных измерений лидаром Stream Line и акустическим анемометром, сравнение оценок $\varepsilon_1(h_k, t_n)$ и $\varepsilon_2(h_k, t_n)$ позволит сделать вывод о применимости нового метода [1].

На рис. 4, а–г для визуального сравнения результатов представлены полученные двумя лидарными способами распределения оценок $\varepsilon_1(h_k, t_n)$ и $\varepsilon_2(h_k, t_n)$,

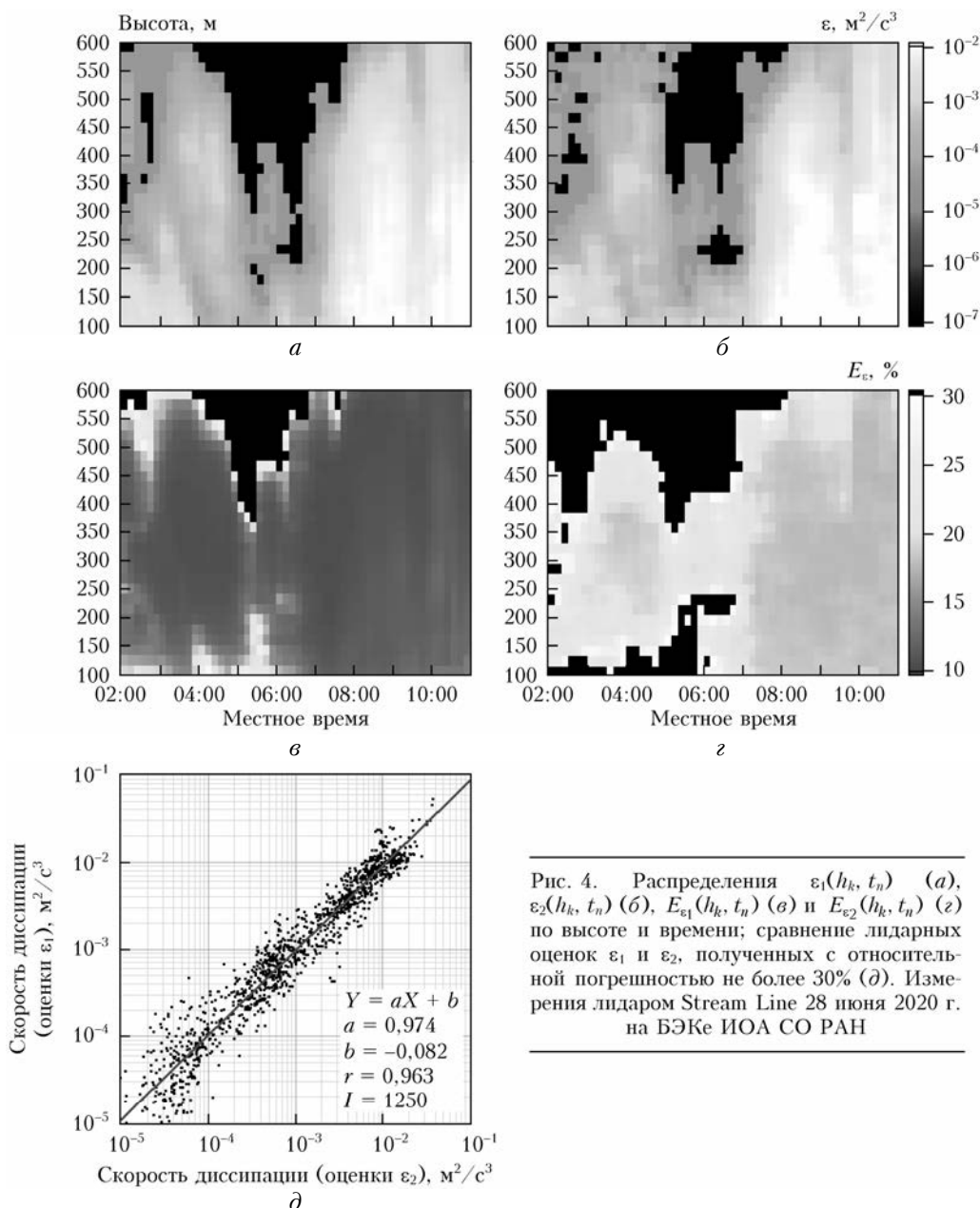


Рис. 4. Распределения $\varepsilon_1(h_k, t_n)$ (а), $\varepsilon_2(h_k, t_n)$ (б), $E_{\varepsilon_1}(h_k, t_n)$ (в) и $E_{\varepsilon_2}(h_k, t_n)$ (г) по высоте и времени; сравнение лидарных оценок ε_1 и ε_2 , полученных с относительной погрешностью не более 30% (д). Измерения лидаром Stream Line 28 июня 2020 г. на БЭКе ИОА СО РАН

а также $E_{\varepsilon_1}(h_k, t_n)$ и $E_{\varepsilon_2}(h_k, t_n)$. Для количественного сравнения оценок ε_1 и ε_2 мы использовали только те оценки, которые были получены при условии, что E_{ε_1} и E_{ε_2} одновременно не превышают 30%. Результат такого количественного сравнения, включающего $I = 1250$ точек, показан на рис. 4, д. Из данных на рис. 4, д мы определили, что коэффициент корреляции $r = 0,963$ между $\lg(\varepsilon_1)$ и $\lg(\varepsilon_2)$, коэффициенты линейной регрессии $a = 0,974$ и $b = -0,082$ ($Y = aX + b$, где $X = \lg(\varepsilon_2)$ и $Y = \lg(\varepsilon_1)$, кривая на рис. 4, д представляет собой $10^Y = 10^{(aX + b)}$). Это означает, что метод из [1] дает практически несмещенную оценку скорости диссипации. Анализ лидарных данных для других дней этого эксперимента указывает на то же самое. Ниже представлены результаты, полученные методом определения параметров ветровой турбулентности из спектров вертикальной скорости, измеряемой ИКДЛ.

3. Результаты эксперимента

Согласно данным температурного профилометра МТР-5 начиная примерно с 10:00 по местному времени 10 июля 2020 г. в течение 7 ч температурная стратификация ПСА была устойчивой. При этом стояла ясная безоблачная погода. Поэтому ожидаемым было формирование НСТ. На рис. 5 представлены распределения $U(h_k, t_n)$, $\sigma_w^2(h_k, t_n)$, $\varepsilon(h_k, t_n)$

и $E_{\varepsilon}(h_k, t_n)$ из лидарных измерений в этот промежуток времени при наличии в ПСА НСТ с $h_{\max}(t_n)$ в вертикальном распределении средней скорости ветра. Видно, что сила ветровой турбулентности на высотах $h_k < h_{\max}(t_n)$ существенно превышает соответствующую характеристику в верхней части НСТ (при $h_k > h_{\max}(t_n)$). Определяемая по уменьшению скорости диссипации до $10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$ [6, 7] высота слоя перемешивания $h_{\min}(t_n)$ для данных на рис. 6, в в среднем на 35 м меньше, чем $h_{\max}(t_n)$.

Для большей наглядности на рис. 6 показаны высотные профили, взятые из пространственно-временных распределений на рис. 5. При этом из полученных профилей для скорости диссипации удалены оценки турбулентной энергии с относительной погрешностью, превышающей 30%. Интересно отметить поведение с высотой вертикального профиля скорости диссипации, восстановленного из измерений лидаром с 00:45 по 01:15 (кривая 2 на рис. 6, в). Так, в нижней части НСТ скорость диссипации падает с высотой и, достигнув минимума в центре струйного течения, в верхней части, наоборот, растет, достигая на высоте 600 м значения, близкого к нижней границе умеренной турбулентности. При этом относительная погрешность лидарной оценки скорости диссипации не превышает 16% (см. кривую 2 на рис. 6, г).

Выше рассмотрены случаи измерения параметров ветровой турбулентности при различных состояниях ПСА, в том числе при НСТ. Однако, несмотря

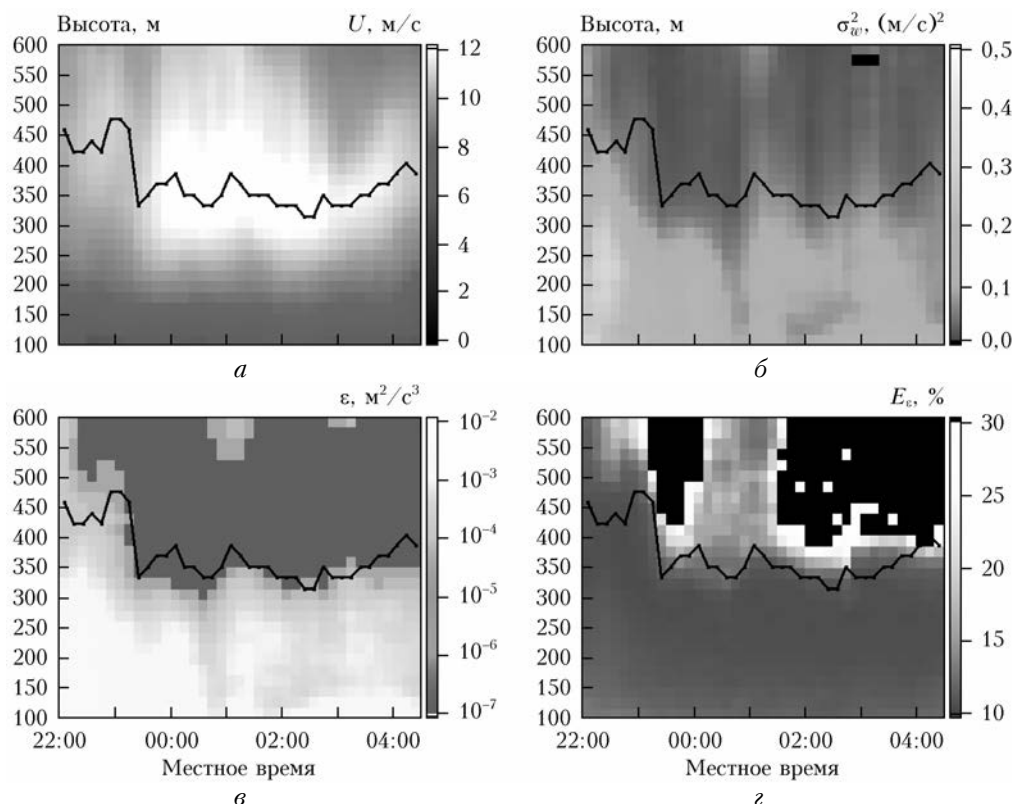


Рис. 5. Распределения средней скорости ветра (а), дисперсии вертикальной компоненты вектора скорости ветра (б), скорости диссипации турбулентной энергии (в) и относительной погрешности лидарной оценки скорости диссипации (г) по высоте и времени, полученные из измерений лидаром Stream Line начиная с 21:45 по местному времени 10 июля 2020 г., на БЭКе ИОА СО РАН. Черная кривая — временной ход высоты точки максимума средней скорости

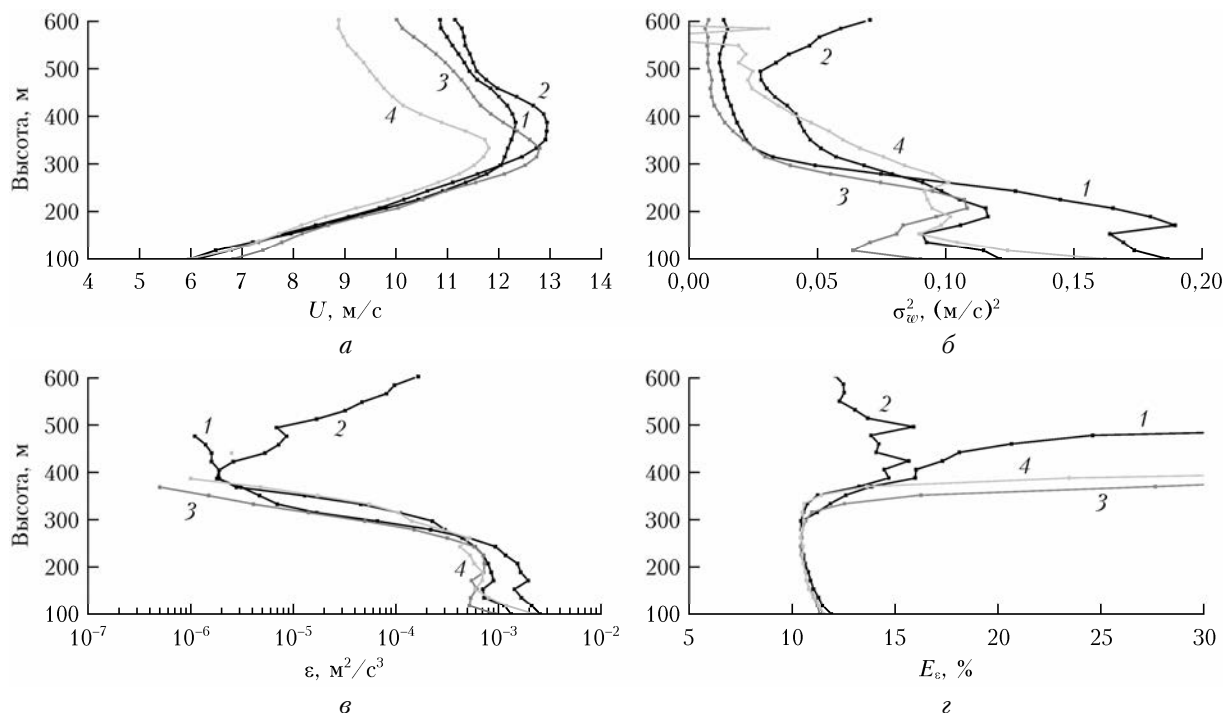


Рис. 6. Высотные профили средней скорости ветра (*а*), дисперсии вертикальной компоненты вектора скорости ветра (*б*), скорости диссипации турбулентной энергии (*в*) и относительной погрешности лидарной оценки скорости диссипации (*г*) в 00:00 (кривые 1), 01:00 (кривые 2), 02:00 (кривые 3) и 03:00 (кривые 4) 11 июля 2020 г. Данные взяты из рис. 5. Оценки скорости диссипации с относительной погрешностью более 30% удалены

на устойчивую температурную стратификацию, в этих случаях не возникало ВГВ. Далее мы уделим основное внимание получению спектров скорости ветра и оцениванию параметров ветровой турбулентности из измерений при наличии в ПСА НСТ и ВГВ. Также будут получены оценки параметров ВГВ.

На рис. 7 (верхний фрагмент) приведен пример двумерного пространственно-временного распределения (с шагом по высоте 18 м, по времени – 0,5 с) радиальной скорости (вертикальной компоненты вектора скорости ветра), измеренной лидаром. Черным цветом на этом двумерном распределении показаны участки, когда осуществлялись измерения лидаром при коническом сканировании зондирующим пучком, необходимые для определения вектора скорости горизонтальных компонент ветра. Видно, что в слое на высотах от 350 до 550 м имеют место осцилляции вертикальной скорости ветра с наибольшей (~ 1 м/с) амплитудой на высоте 405 м. Чисто визуально мы можем сделать вывод, что в нижележащем слое вариации вертикальной скорости обусловлены в основном ветровой турбулентностью, а на высотах больше 550 м ветровые данные существенно зашумлены.

Воспользовавшись данными двумерного распределения на рис. 7, мы получили спектры радиальной (вертикальной) скорости на шести различных высотах. Эти спектры показаны на рис. 8. Видно, что начиная с высоты 351 м в интервале частот с 0,005 до 0,02 Гц имеет место существенное возрастание спектральной плотности. Это объясняется наличием ВГВ во время лидарных измерений. Путем применения сглаживающего и интерполяцион-

ного сплайнов мы определили, что максимум спектра приходится на $f_v \approx 0,01$ Гц (период колебаний $T_v = 1/f_v \approx 100$ с). Такая частота значительно меньше нижней границы интервала $0,05 \leq f_l \leq 0,2$ Гц (см. вертикальные линии на рис. 8), в пределах которого определяется скорость диссипации турбулентной энергии. Следовательно, наличие ВГВ не должно привести к переоценке скорости диссипации.

На рис. 9 представлены высотные профили средней скорости ветра, дисперсии вертикальной компоненты, скорости диссипации и относительной погрешности ее оценивания, полученные из тех же лидарных измерений, что и спектры на рис. 8, т.е. при наличии в атмосфере НСТ и ВГВ. Видно (рис. 9, *а*), что центр струйного течения находится на высоте ~ 400 м. Так как в дисперсию σ_w^2 вносит свой вклад спектральная плотность в широком диапазоне частот $0,002 \leq f_l \leq 1$ Гц, наличие в спектре пика, связанного с ВГВ (см. рис. 8), для слоя 350–550 м вызывает существенное возрастание дисперсии (рис. 9, *б*). Для восстановленного профиля скорости диссипации $\varepsilon(h)$ этого не происходит. Согласно рис. 9, *в* до 350 м скорость диссипации с высотой незначительно изменяется, затем в центральной части НСТ она быстро уменьшается на несколько порядков.

На рис. 10 приведен другой пример наблюдения ВГВ в этот же день (лидарные измерения ранним утром). Видно, как с 05:30 возникла ВГВ, амплитуда колебаний которой со временем возрастала (достигая значений $A_z \sim 1,5$ м/с), а f_v , наоборот, уменьшалась. После ~ 06:10 квазигармонические

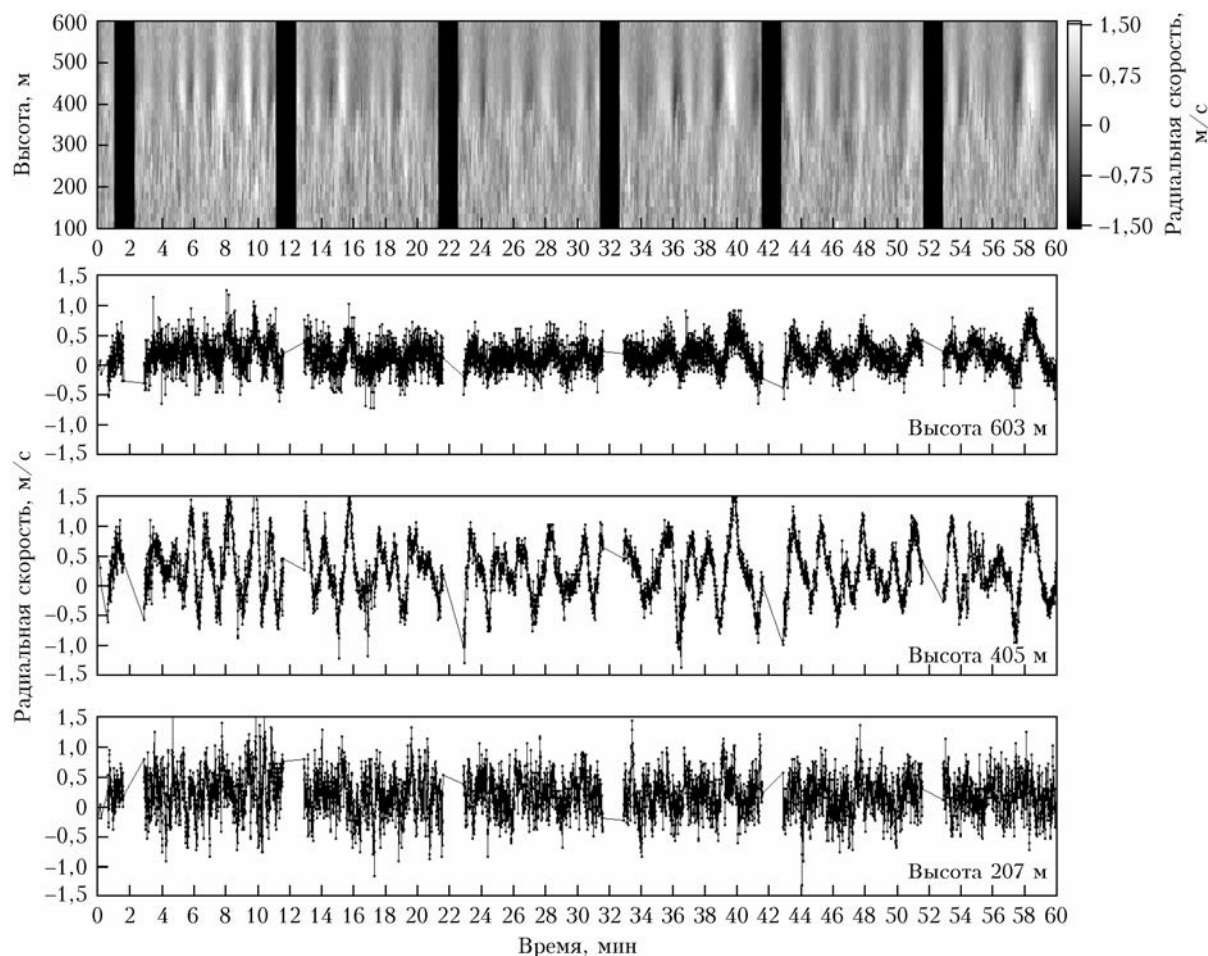


Рис. 7. Распределение радиальной скорости по высоте и времени, полученное из измерений лидаром Stream Line (при вертикальном направлении зондирующего пучка и интервале дискретизации данных 0,5 с) в течение часа начиная с 03:00 по местному времени 2 июля 2020 г. на БЭКе ИОА СО РАН

колебания вертикальной компоненты ветра быстро перешли в чисто турбулентные вариации. Для анализа спектра в низкочастотной области, на которую приходится пик, связанный с ВГВ, мы воспользовались предложенным в [8] алгоритмом. По положению пика в спектре, показанном на рис. 10, б, мы определили, что частота ВГВ в среднем составляет 0,0034 Гц (период $T_v = 1/f_v \approx 5$ мин). Для этого случая оценки ε и σ_w^2 были получены из спектральных плотностей, аналогичных тем, что показаны на рис. 10, в.

На рис. 10, з–ж представлены высотные профили $U(h_k)$, $\sigma_w^2(h_k)$, $\varepsilon(h_k)$ и $E_\varepsilon(h_k)$, восстановленные из измерений лидаром с 05:42 до 06:12 во время распространения ВГВ в слое 300–600 м. Видно, что центр струйного течения (в окрестности точки максимума скорости ветра) находится на высоте ~ 450 м (рис. 10, з). Здесь также ВГВ является причиной существенного возрастания $\sigma_w^2(h_k)$ (рис. 10, д). В то же время этого не происходит для $\varepsilon(h_k)$ (рис. 10, е). На высоте 450 м основной вклад в оценку σ_w^2 вносит не ветровая турбулентность, а квазигармонические колебания ВГВ с периодом ~ 5 мин.

Таким образом, 2 июля 2020 г. на БЭКе ИОА СО РАН в ночное и утреннее время при наличии низкоуровневого струйного течения два раза возникали внутренние гравитационные волны: 1) ВГВ с амплитудой ~ 1 м/с и периодом колебаний 1,7 мин в течение часа (03:00 до 04:00); 2) ВГВ с амплитудой в максимуме 1,5 м/с и периодом колебаний 5 мин в течение получаса (с 05:36 до 06:06). Как уже отмечалось выше, наличие таких ВГВ (являющихся в общем-то мезомасштабным процессом) приводит к завышению оценки σ_w^2 , включающей в себя энергию вариаций ветра с периодами не более 500 с (8,3 мин). Благодаря выбранной нами нижней границе частотного интервала в 0,05 Гц (временной период 20 с) для оценивания скорости диссипации мы не только избегаем выхода за пределы инерционного интервала (за редким исключением), но и устраняем (или, по крайней мере, минимизируем) влияние ВГВ с периодом не менее 1 мин на оценку скорости диссипации.

На рис. 11 представлены пространственно-временные распределения $\text{SNR}(h_k, t_n)$, $\sigma_\varepsilon(h_k, t_n)$, $U(h_k, t_n)$, $\sigma_w^2(h_k, t_n)$, $\varepsilon(h_k, t_n)$ и $E_\varepsilon(h_k, t_n)$, полученные из лидарных измерений с 00:00 до 13:15 2 июля 2020 г.

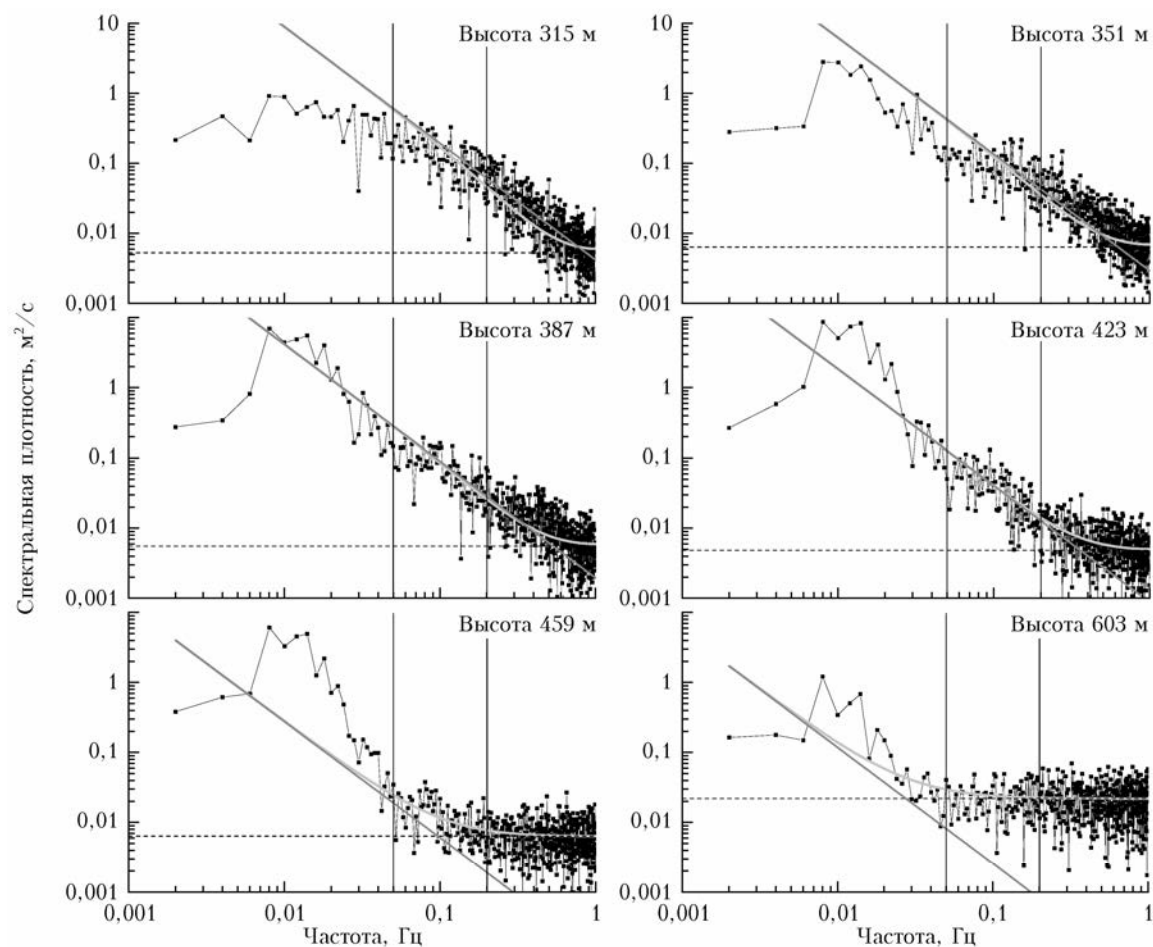


Рис. 8. Спектральные плотности радиальной скорости ветра (черные кривые), полученные из измеренной лидаром Stream Line на различных высотах с 03:02 до 03:33 2 июля 2020 г. на БЭКе ИОА СО РАН (для расчетов этих спектров использовались данные двумерных распределений на рис. 7); обозначения кривых см. на рис. 1

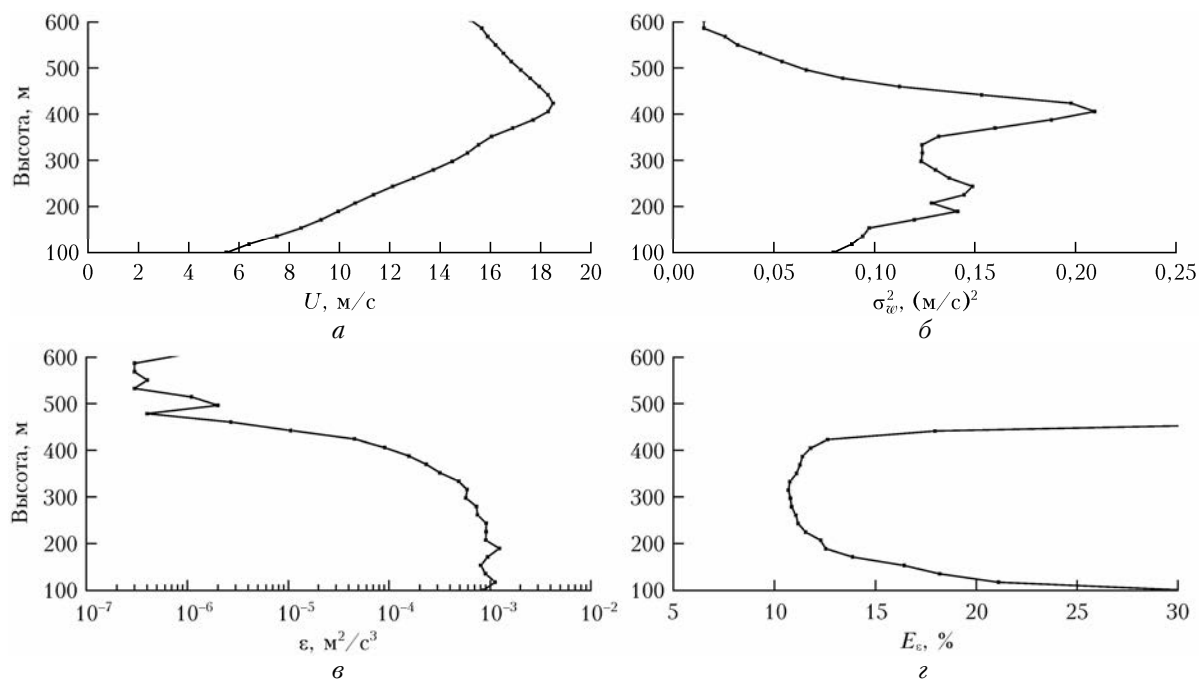


Рис. 9. Высотные профили средней скорости ветра (а), дисперсии вертикальной компоненты вектора скорости ветра (б), скорости диссипации турбулентной энергии (в) и относительной погрешности лидарной оценки скорости диссипации (г), восстановленные из измерений лидаром Stream Line с 03:02 до 03:33 2 июля 2020 г. на БЭКе ИОА СО РАН

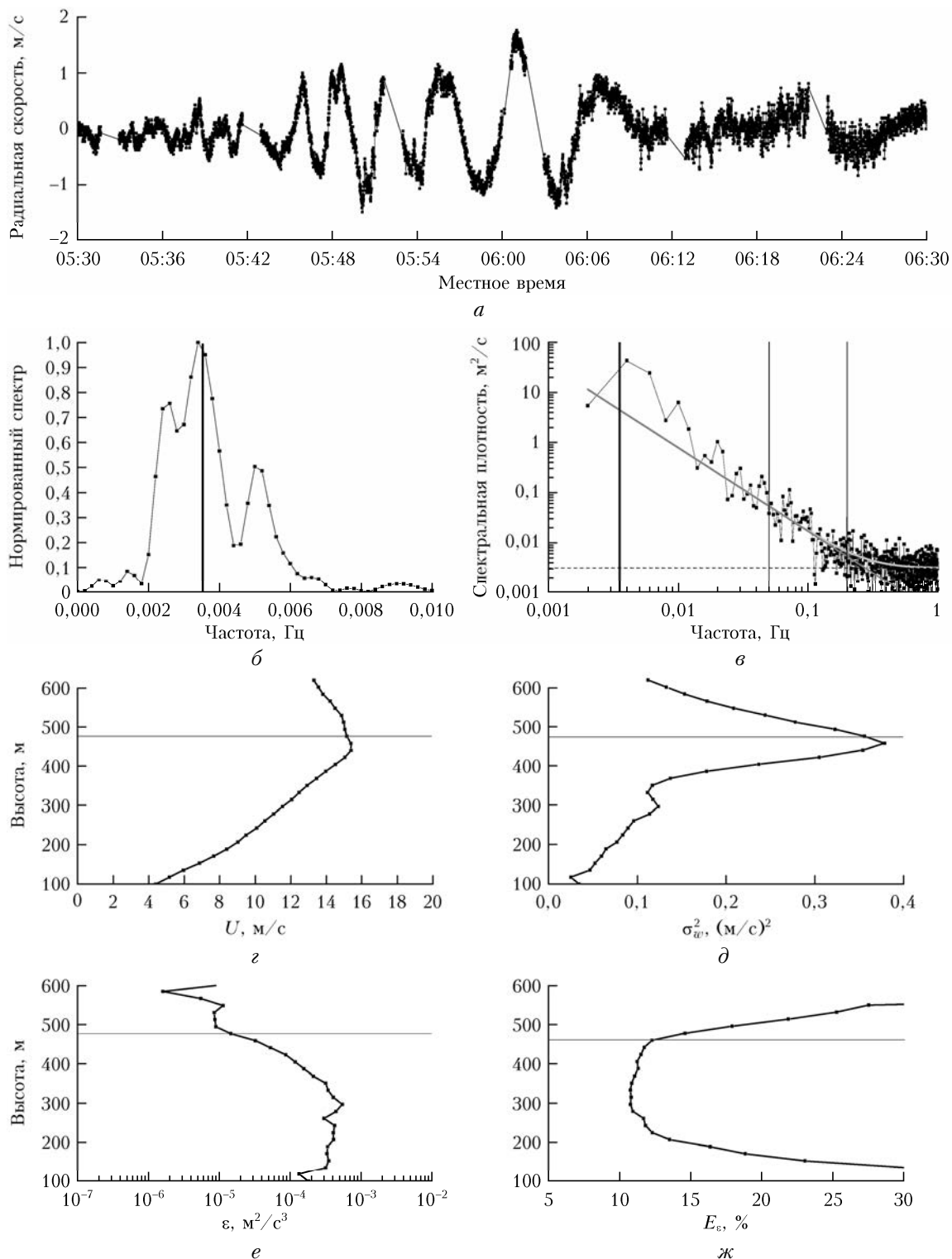


Рис. 10. Временной ход радиальной скорости (а), измеренной лидаром Stream Line на высоте 477 м 2 июля 2020 г. на БЭКе ИОА СО РАН; полученные из этого временного хода нормированный спектр в низкочастотной области (б) и спектральная плотность (в); высотные профили средней скорости ветра (г), дисперсии вертикальной компоненты вектора скорости ветра (д), скорости диссипации турбулентной энергии (е) и относительной погрешности лидарной оценки скорости диссипации (ж), восстановленные из измерений лидаром с 05:42 до 06:12 2 июля 2020 г.

на БЭКе ИОА СО РАН. Видно (рис. 11, в), что струйное течение с максимумом скорости ветра, достигающим порой 18 м/с на высотах 400–450 м,

имело место до ~06:30. Затем скорость ветра резко упала до 1–2 м/с. На рис. 11, г хорошо видны две области увеличения оценок $\sigma_w^2(h_k, t_n)$, связанного

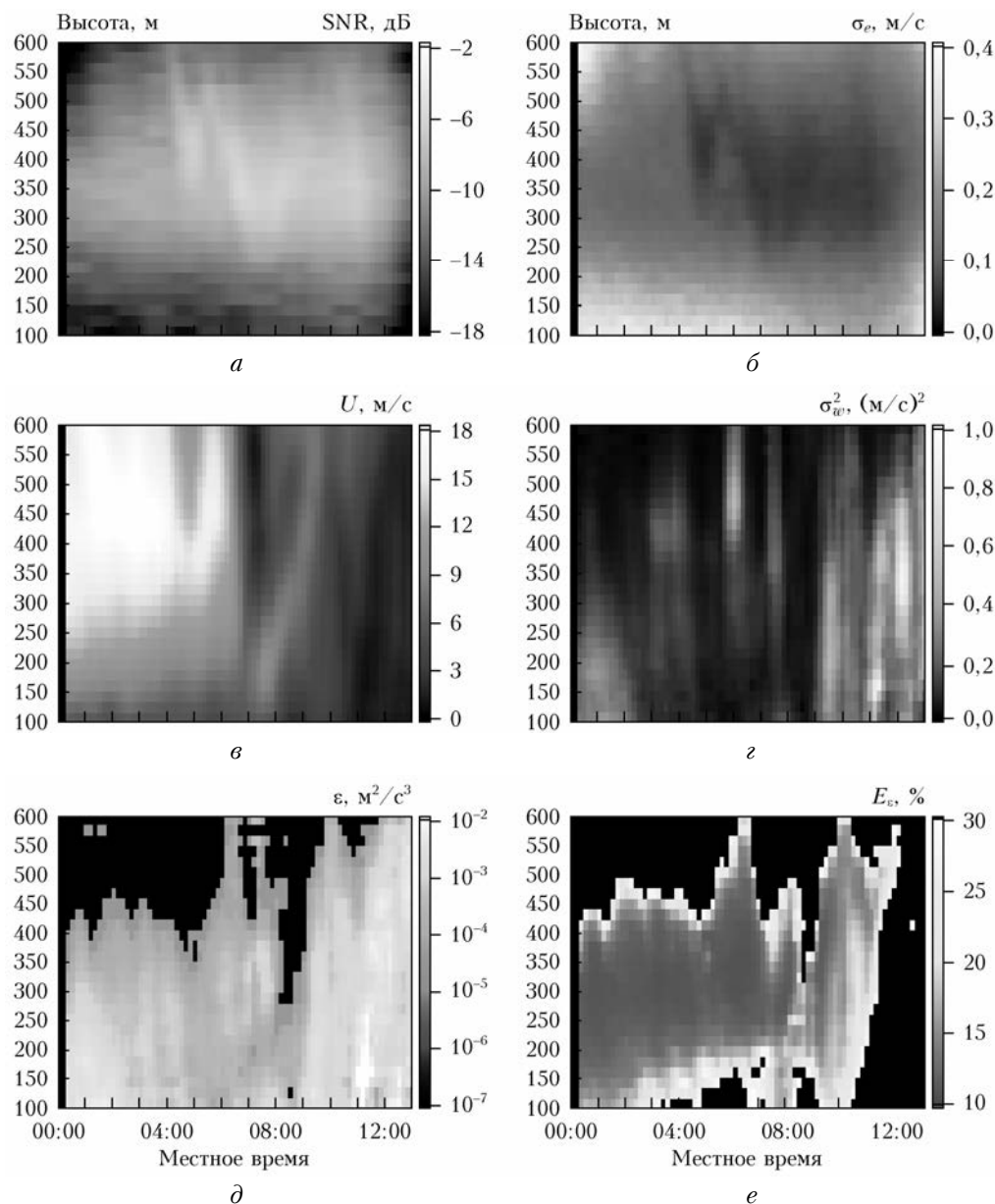


Рис. 11. Распределения отношения сигнал-шум (а), инструментальной погрешности оценивания радиальной скорости (б), средней скорости ветра (в), дисперсии вертикальной компоненты вектора скорости ветра (г), скорости диссипации турбулентной энергии (д) и относительной погрешности лидарной оценки скорости диссипации (е) по высоте и времени, полученные из измерений лидаром Stream Line 2 июля 2020 г. на БЭКе ИОА СО РАН

с ВГВ. Увеличение $\sigma_w^2(h_k, t_n)$ в промежутке времени с 07:00 до 08:00 обусловлено нестационарным процессом при быстром переходе от ночного к дневному ПСА. Отметим, что, согласно рис. 11, д, с 8:00 до 9:00 высота слоя турбулентного перемешивания h_{mix} , определяемая из уравнения $\epsilon(h_{\text{mix}}, t_n) = 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$, опускается до 150–200 м, а затем резко (в течение нескольких минут) увеличивается до ~ 500 м.

За время проведения эксперимента на БЭКе ИОА СО РАН в 2020 г. мы получили данные измерений еще при нескольких случаях возникновения в ПСА ВГВ. Однако они качественно не отличаются от того, что было представлено выше.

Заключение

Резюмируем наиболее важные результаты настоящей работы.

1. Сравнение полученных в атмосферном эксперименте оценок скорости диссипации турбулентной энергии с использованием двух лидарных методов (их описание дано в [1] и [4]) доказывает, что разработанный в [1] новый способ дает несмещенную оценку скорости диссипации и может применяться в лидарных исследованиях ветровой турбулентности в пограничном слое атмосферы.

2. Анализ результатов лидарного эксперимента на БЭКе показал, что, как правило, в нижней части

НСТ скорость диссипации турбулентной энергии может быть на несколько порядков больше, чем в верхней, где она принимает предельно малые значения. Но, согласно нашим лидарным измерениям, могут возникать ситуации, когда скорость диссипации турбулентной энергии (как и дисперсия скорости ветра) с высотой падает, достигая минимума в центральной части НСТ, а затем растет, приближаясь к значениям, характеризующим умеренную турбулентность. Высота центра струйного течения (где скорость ветра максимальна) в среднем на 35 м превышает высоту слоя турбулентного перемешивания, определяемую по уменьшению с высотой скорости диссипации до $10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$.

3. В один день (2 июля 2020 г.) рассматриваемого лидарного эксперимента два раза возникали ВГВ с периодами и амплитудами квазигармонических колебаний вертикальной компоненты скорости ветра, соответственно, 1,7 мин и 1 м/с (в ночное время) и 5 мин и 1,5 м/с (рано утром). Эти ВГВ наблюдались в слое толщиной ~ 200 м, центрированном на высоте оси НСТ. Продолжительность наблюдения ВГВ составила около часа (в первом случае) и полчаса (во втором случае). Так как ширина временного окна, задаваемая при получении из эксперимента спектральных плотностей радиальной скорости, равна 8,3 мин, что превышает периоды этих ВГВ, оценки дисперсии вертикальной компоненты скорости оказались существенно завышенными. Но благодаря тому, что частоты интервала, выбранного (в пределах инерционного интервала турбулентности) для определения скорости диссипации из экспериментальных спектров, значительно выше частот этих ВГВ, лидарные оценки скорости диссипации являются несмещенными. При этом оценки скорости диссипации в центральной части НСТ принимают значения в диапазоне от 10^{-6} до $10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^3$. Такая слабая турбулентность имеет место и в других выявленных нами случаях возникновения ВГВ.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и Администрации Томской области

в рамках научного проекта № 19-48-703034 и при финансировании инфраструктуры Базового экспериментального комплекса и разработки методов ветрового зондирования по госзаданию ИОА СО РАН.

1. Смалихо И.Н., Банах В.А., Шерстобитов А.М. Определение параметров турбулентности из спектров вертикальной скорости ветра, измеряемой импульсным когерентным доплеровским лидаром. Часть I. Метод // Оптика атмосф. и океана. 2021. Т. 34, № 10. С. 771–780.
2. O'Connor E.J., Illingworth A.J., Brooks I.M., Westbrook C.D., Hogan R.J., Davies F., Brooks B.J. A method for estimating the kinetic energy dissipation rate from a vertically pointing Doppler lidar, and independent evaluation from balloon-borne *in situ* measurements // J. Atmos. Ocean. Technol. 2010. V. 27, N 10. P. 1652–1664.
3. Pierson G., Davies F., Collier C. An analysis of performance of the UFAM pulsed Doppler lidar for the observing the boundary layer // J. Atmos. Ocean. Technol. 2009. V. 26, N 2. P. 240–250.
4. Smalikho I.N., Banakh V.A. Effect of wind transport of turbulent inhomogeneities on estimation of the turbulence energy dissipation rate from measurements by a conically scanning coherent Doppler lidar // Remote Sens. 2020. V. 12, N 17. P. 2802. DOI: 10.3390/rs12172802.
5. Банах В.А., Смалихо И.Н., Фалиц А.В. Определение высоты слоя турбулентного перемешивания воздуха из лидарных данных о параметрах ветровой турбулентности // Оптика атмосф. и океана. 2021. Т. 34, № 3. С. 169–184.
6. Banakh V.A., Smalikho I.N., Falits V.A. Estimation of the turbulence energy dissipation rate in the atmospheric boundary layer from measurements of the radial wind velocity by micropulse coherent Doppler lidar // Opt. Express. 2017. V. 25, N 19. P. 22679–22692.
7. Vakkari V., O'Connor E.J., Nisantzi A., Mamouri R.E., Hadjimitsis D.G. Low-level mixing height detection in coastal locations with a scanning Doppler lidar // Atmos. Meas. Tech. 2015. V. 8, N 4. P. 1875–1885.
8. Banakh V.A., Smalikho I.N. Lidar observations of atmospheric internal waves in the boundary layer of atmosphere on the coast of Lake Baikal // Atmos. Meas. Tech. 2016. V. 9, N 10. P. 5239–5248.

I.N. Smalikho, V.A. Banakh, A.M. Sherstobitov, A.V. Falits. Determination of turbulence parameters from the spectra of vertical wind velocity component measured by a pulsed coherent Doppler lidar. Part II. Experiment at the BEO of IAO SB RAS.

In order to test a new method for determining the parameters of wind turbulence from the spectra of the vertical component of the wind velocity measured by a pulsed coherent Doppler lidar (PCDL), in summer 2020 we conducted an experiment on the territory of the Basic Experimental Observatory (BEO) of IAO SB RAS. A comparative analysis of the estimates of the turbulent energy dissipation rate obtained by two methods: 1) from the spectrum of the vertical component of the wind velocity (new method) and 2) from the azimuth structure function of the radial velocity measured by a conically scanning PCDL (previously used method) showed that the new method also gives an unbiased estimate. The results of lidar measurements of wind turbulence parameters in the presence of a low-level jet stream and an internal gravity wave in the atmospheric boundary layer are presented.