

ДИСТАНЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ АТМОСФЕРЫ, ГИДРОСФЕРЫ И ПОДСТИЛАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

УДК 551.511.6:621.371

Лидарные исследования ветровой турбулентности при наличии в атмосфере низкоуровневого струйного течения

И.Н. Смалихо, 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 12.04.2018 г.

Представлены результаты лидарных исследований ветровой турбулентности при наличии низкоуровневого струйного течения (НСТ) в пограничном слое атмосферы. Из измерений лидаром Stream Line на Базовом экспериментальном комплексе Института оптики атмосферы СО РАН (июль 2016 г.) и побережье оз. Байкал (август 2015 г.) получены оценки различных параметров турбулентности внутри НСТ. Установлено, что в центральной части НСТ турбулентность очень слабая. В частности, кинетическая энергия турбулентности не превышает $0,1 \text{ (м/с)}^2$. Впервые из лидарных измерений получены количественные оценки скорости диссипации энергии и интегрального масштаба турбулентности внутри струйного течения с относительной погрешностью не более 12%. Характерной для скорости диссипации является величина около $10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^3$. В лидарном эксперименте на побережье оз. Байкал выявлено превышение на 1–2 порядка скорости диссипации энергии турбулентности в нижней части струйного течения над соответствующей величиной в его верхней части. В центральной части НСТ интегральный масштаб турбулентности в среднем составляет около 100 м, что в 2–3 раза меньше эффективной толщины струйного течения.

Ключевые слова: когерентный доплеровский лидар, ветровая турбулентность, низкоуровневое струйное течение; coherent Doppler lidar, wind turbulence, low-level jet.

Введение

В последние десятилетия все большее внимание специалистов в области атмосферной физики, акустики и оптики привлекает проблема экспериментального исследования низкоуровневых струйных течений (НСТ), образующихся в атмосфере, как правило, в ночное время при устойчивой температурной стратификации. Измерения компонент вектора скорости ветра при исследовании атмосферной турбулентности могут проводиться с использованием ветровых датчиков, например чашечных или акустических анемометров, установленных на метеорологической мачте. Большой вклад в исследование ветровой турбулентности пограничного слоя атмосферы (ПСА) при различной температурной стратификации внесен сотрудниками НПО «Тайфун» Роскомгидромета, где располагается уникальная 300-метровая метеорологическая мачта [1].

Использование радиофизических средств получения информации о ветре, обеспечивающих дистанционность и оперативность измерений, дает больше возможностей в изучении динамики ПСА, включая низкоуровневые струйные течения. К таким средствам

относятся содары [2, 3], доплеровские радары [4, 5] и когерентные доплеровские лидары [6–10]. Экспериментальным исследованиям НСТ с использованием содаров посвящены, в частности, публикации [11–14]. Авторы этих работ восстановили высотные профили средней скорости и направления ветра, дисперсий турбулентных флуктуаций компонент вектора скорости в ПСА из исходных данных акустического зондирования в различных местах. Также проведен анализ полученных результатов с использованием данных о высоте инверсионного слоя и степени его устойчивости. Установлено, что для городской и сельской местности НСТ регулярно наблюдаются на высотах от 50 до 400 м в течение нескольких часов ночью. Получены статистические данные о частоте повторения НСТ, распределении высот оси и максимальных скоростей струйных течений. Показано, что стандартное отклонение вертикальной компоненты вектора скорости ветра внутри НСТ составляет 5% от максимального значения средней скорости ветра. Выявлены особенности высотного хода стандартного отклонения горизонтальной компоненты вектора скорости ветра при различной интенсивности струи.

Результаты лидарных исследований НСТ опубликованы в [15–19]. Здесь из данных, измеряемых двухмикронным импульсным когерентным доплеровским лидаром (ИКДЛ) [20], авторами восстановлены высотные профили среднего ветра и диспер-

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

сии продольной компоненты вектора скорости ветра σ_V^2 . Результаты этих исследований и исследований с использованием содаров во многом согласуются и дополняют друг друга. Что касается изучения ветровой турбулентности внутри НСТ, такие параметры, как скорость диссипации энергии турбулентности ϵ и интегральный (внешний) масштаб турбулентности L_V , ранее не рассматривались.

Для получения данных о высотном ходе дисперсии скорости ветра авторы работ [15–19] во время эксперимента использовали сканирование зондирующим пучком в вертикальной плоскости вдоль направления ветра и после сортировки лидарных оценок радиальных скоростей по слоям рассчитывали σ_V^2 в каждом слое, приписываемом определенной высоте. Как показано в [21, 22], из исходных данных, полученных при такой геометрии измерения, можно также восстанавливать вертикальные профили ϵ и L_V . Однако такой способ дает большую погрешность в случае узкого струйного течения и при сильных сдвигах ветра [23], даже когда поле ветра статистически однородно по горизонтали.

В [24] предложен метод оценивания кинетической энергии турбулентности E , скорости диссипации ϵ и интегрального масштаба L_V из измерений ИКДЛ Stream Line при коническом сканировании зондирующим пучком. Метод апробирован в натурном эксперименте и получены результаты для слоя интенсивного турбулентного перемешивания, согласующиеся с теорией и известными экспериментальными данными. В настоящей работе с использованием этого метода и его модификации исследуется ветровая турбулентность при наличии НСТ в пограничном слое атмосферы. Анализируются результаты лидарных экспериментов на Базовом экспериментальном комплексе (БЭК) Института оптики атмосферы СО РАН и побережье оз. Байкал.

Метод определения параметров турбулентности и его модификация

Суть предложенного в работе [24] метода заключается в следующем. Во время измерения импульсным когерентным доплеровским лидаром применяется коническое сканирование зондирующим пучком, т.е. при фиксированном угле места (угле между оптической осью и горизонтальной плоскостью на уровне лидара) ϕ зондирующий пучок вращается вокруг вертикальной оси с постоянной угловой скоростью ω_s . Из исходных данных лидара после предварительной обработки получаем массив оценок радиальной скорости (проекции вектора скорости ветра на ось зондирующего пучка) $V_L(R_k, \theta_m; n)$ для различных расстояний от лидара $R_k = R_0 + k\Delta R$ и азимутальных углов $\theta_m = m\Delta\theta$, где $k = 0, 1, 2, \dots, K-1$; ΔR – шаг по дальности; $m = 0, 1, 2, \dots, M-1$; $\Delta\theta = \omega_s\Delta t$ – разрешение по азимутальному углу; $\Delta t = N_a/f_p$ – продолжительность измерения исходных данных, используемых для получения одной оценки радиальной скорости (при фиксированных

R_k, θ_m и n); N_a – число зондирующих импульсов, используемых для аккумуляции данных; f_p – частота следования импульсов; число лучей за одно полное коническое сканирование $M = 2\pi/\Delta\theta$ (здесь $\Delta\theta$ в радианах) и $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ – номер полного конического сканирования, в течение которого азимутальный угол изменяется от 0 до 360°. Продолжительность одного сканирования $T_{\text{scan}} = M\Delta t$.

Кроме массива $V_L(R_k, \theta_m; n)$, из тех же исходных данных измерения лидаром получаем массив оценок отношения сигнал-шум $\text{SNR}(R_k, \theta_m; n)$, определяемое как отношение средней мощности лидарного эхосигнала, несущего информацию о ветре, к средней мощности шума в полосе пропускания 50 МГц. Информация об SNR может быть использована для определения максимальной дальности зондирования (расстояния R_{K-1}). Расстояниям R_k соответствуют высоты $h_k = R_k \sin\phi$.

Предполагая, что ветер является стационарным процессом (в пределах одного часа) и статистически однородным по горизонтали, из массива $V_L(R_k, \theta_m; n)$ оцениваем вектор средней скорости ветра $\langle \mathbf{V}(h_k) \rangle = \{ \langle V_z \rangle, \langle V_x \rangle, \langle V_y \rangle \}$ (V_z – вертикальная и V_x, V_y – горизонтальные компоненты, а угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций) с помощью синусоидальной подгонки [23]. Затем получаем массив для флуктуаций оценок радиальных скоростей:

$$V'_L(R_k, \theta_m; n) = V_L(R_k, \theta_m; n) - \mathbf{S}(\theta_m) \langle \mathbf{V}(h_k) \rangle, \quad (1)$$

где $\mathbf{S}(\theta_m) = \{ \sin\phi, \cos\phi \cos\theta_m, \cos\phi \sin\theta_m \}$ – единичный вектор вдоль оптической оси зондирующего пучка. Из этого массива для каждой высоты h_k рассчитываются усредненные по всем углам сканирования θ_m дисперсия $\bar{\sigma}_L^2$ и азимутальная структурная функция $\bar{D}_L(\psi_l)$ радиальной скорости, измеряемой лидаром, по формулам

$$\bar{\sigma}_L^2 = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{1}{M} \sum_{m=0}^{M-1} [V'_L(R_k, \theta_m; n)]^2, \quad (2)$$

$$\bar{D}_L(\psi_l) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \frac{1}{M-l} \times \sum_{m=0}^{M-l-1} [V'_L(R_k, \theta_m + \psi_l; n) - V'_L(R_k, \theta_m; n)]^2, \quad (3)$$

где N – число сканирований, используемых для усреднения соответствующих данных, $\psi_l = l\Delta\theta$ и $l = 1, 2, 3, 4, \dots$. В формуле (1) оценка вектора $\langle \mathbf{V}(h_k) \rangle$ может быть получена как $\langle \mathbf{V}(h_k) \rangle =$

$$\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N \mathbf{V}(h_k; n). \text{ Здесь } \mathbf{V}(h_k; n) \text{ – оценка вектора}$$

скорости ветра из измеряемых лидаром данных n -го сканирования.

Скорость диссипации энергии турбулентности ϵ определяется из измеренной лидаром азимутальной

структурной функции $\bar{D}_L(\psi_l)$ в пределах инерционного интервала турбулентности по формуле [24, 25]:

$$\varepsilon = \left[\frac{\bar{D}_L(\psi_l) - \bar{D}_L(\psi_l)}{A(\Delta y_k) - A(\Delta y_k)} \right]^{3/2}, \quad (4)$$

где $A(y)$ – теоретически рассчитываемая функция, выражение для которой приведено в [24], и $\Delta y_k = \Delta \theta R_k \cos \varphi$ – поперечный размер зондируемого объема. Формула (4) применима при выполнении условия $l \Delta y_k < L_V$. При планировании лидарного эксперимента можно воспользоваться известными данными для интегрального масштаба L_V [1, 26, 27].

Усредненная по всем азимутальным углам θ_m дисперсия радиальной скорости $\bar{\sigma}_r^2$ определяется как [24]:

$$\bar{\sigma}_r^2 = \bar{\sigma}_L^2 - \frac{\bar{D}_L(\psi_l)}{2} + \varepsilon^{2/3} [F(\Delta y_k) + A(\Delta y_k)/2]. \quad (5)$$

Выражение для входящей в (5) функции $F(y)$ приведено в [24]. В отличие от ранее используемых подходов, в (5) учитывается усреднение радиальной скорости по зондируемому объему. Если угол места $\varphi = \arctg(1/\sqrt{2}) \approx 35,3^\circ$, то можно определить E по формуле [24]:

$$E = (3/2)\bar{\sigma}_r^2. \quad (6)$$

Предполагая, что пространственная структура ветровой турбулентности описывается моделью Кармана [28], мы получаем оценку интегрального масштаба L_V с помощью формулы [29]:

$$L_V = 0,6973\bar{\sigma}_r^3/\varepsilon. \quad (7)$$

В пределах инерционного интервала турбулентность является локально изотропной, ее структура подчиняется закону «2/3» («-5/3») Колмогорова–Обухова, а структурная функция радиальной скорости зависит только от ε [30]. Дисперсия флуктуаций скорости ветра определяется всеми масштабами турбулентных неоднородностей. На величину этого параметра влияет анизотропия турбулентности, т.е. дисперсия радиальной скорости $\bar{\sigma}_r^2 = \langle V_r^2 \rangle - \langle V_r \rangle^2$, также как и интегральный масштаб L_V , зависит от угла места φ и азимутального угла θ_m . Получаемая по формуле (7) оценка L_V представляет собой интегральный масштаб турбулентности, усредненный по всем азимутальным углам θ_m . Из-за анизотропии турбулентности он будет разным при различных углах места φ .

Если регулярные отклонения скорости ветра, обусловленные его нестационарностью и статистической неоднородностью по горизонтали, сравнимы или превышают уровень турбулентных флуктуаций ветра, то формула (1) неприменима и для получения массива флуктуаций лидарных оценок радиальной скорости требуется модификация описанного выше метода, заключающаяся в применении высокочастотной пространственно-временной фильтрации данных. При достаточно большом числе N (например, N не

менее 30) мы вначале для каждого сканирования рассчитываем отклонения оценок радиальной скорости от результата синусоидальной подгонки:

$$V_L^r(R_k, \theta_m; n) = V_L(R_k, \theta_m; n) - \mathbf{S}(\theta_m)\mathbf{V}(h_k; n). \quad (8)$$

Затем получаем массив флуктуаций оценок радиальной скорости по формуле

$$V_L^o(R_k, \theta_m; n) = V_L^r(R_k, \theta_m; n) - \bar{V}_L^o(R_k, \theta_m), \quad (9)$$

где

$$\bar{V}_L^o(R_k, \theta_m) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N V_L^r(R_k, \theta_m; n) \quad (10)$$

– усредненные отклонения оценок радиальной скорости от результатов синусоидальной подгонки, которые могут существенно отличаться от нуля в случае статистической неоднородности ветра по горизонтали. Данный подход применим, если $L_k = 2\pi R_k \cos \varphi$ – длина окружности, описывающей траекторию центра зондируемого объема на расстоянии R_k от лидара за время одного сканирования, как минимум в 10 раз превышает интегральный масштаб турбулентности L_V .

Точность лидарных оценок ε , $\bar{\sigma}_r^2$ (или E) и L_V зависит от инструментальной погрешности оценки радиальной скорости σ_e [23, 24], являющейся функцией SNR, и интенсивности ветровой турбулентности. При получении экспериментальных результатов для этих параметров турбулентности мы также рассчитывали погрешности их оценок с помощью численного моделирования, описание алгоритма которого дано в [29]. Входными параметрами этого моделирования являются полученные в эксперименте значения σ_e , ε и L_V .

С целью исследования ветровой турбулентности внутри НСТ нами были отобраны исходные данные измерений лидаром Stream Line в ночное время на БЭЖе ИОА СО РАН и побережье оз. Байкал. Измерения проводились при довольно высоком SNR, что дает возможность оценить параметры турбулентности с точностью, приемлемой для дальнейшего анализа экспериментальных результатов.

Эксперимент на Базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН

В июле 2016 г. нами был проведен лидарный эксперимент на БЭЖе ИОА СО РАН. Непрерывные измерения лидаром Stream Line с использованием конического сканирования зондирующим пучком при угле места $\varphi = 35,3^\circ$ выполнялись с 19:00 20 июля до 14:00 24 июля 2016 г. Продолжительность одного конического сканирования $T_{\text{scan}} = 1$ мин, время аккумуляции исходных данных лидара $\Delta t = 0,5$ с, число $M = 120$ и разрешение по азимутальному углу $\Delta \theta = 3^\circ$. Подробное описание эксперимента дано в [24]. Для получения оценок параметров ветровой

турбулентности использовались данные, измеренные лидаром за $N = 30$ конических сканирований (продолжительность измерения 30 мин).

Распределения по высоте и времени E , ε и L_V , полученные из измерений лидаром Stream Line в течение трех полных суток (21–23 июля 2016 г.), приведены в [24]. Анализ этих результатов показал, что используемая процедура обработки исходных лидарных данных (формулы (1)–(7)) позволяет получать приемлемые результаты для этих турбулентных параметров лишь из измерений в слое перемешивания, когда температурная стратификация атмосферы нейтральная или неустойчивая, т.е. в основном в дневное время. Согласно результатам лидарных измерений в ночном устойчивом пограничном слое атмосферы, когда образуется низкоуровневое течение, ветровая турбулентность очень слабая, что вполне объяснимо. Однако оценки интегрального (внешнего) масштаба турбулентности внутри струйного течения в некоторых случаях составляют более километра, а иногда и более 10 км. Очевидно, что такой результат для L_V неверен. В связи с этим и количественные оценки E и ε вызывают большие сомнения в их корректности.

Следует отметить, что во время этого эксперимента внутри струйного течения (в окрестности максимума скорости ветра) SNR было достаточно высокое, чтобы получать приемлемый результат даже для очень слабой турбулентности (повышенная концентрация аэрозольных частиц объясняется лесными пожарами в северной части Томской области и Красноярском крае и переносом северо-восточным ветром сажи в район наших измерений). В некоторых случаях SNR достигало значений 0,5, что является необычным для оптоволоконного когерентного доплеровского лидара такого класса, как Stream Line.

В этом эксперименте мы имеем три случая наблюдения НСТ: 1) с 22:00 20 июля до 05:00 21 июля; 2) с 21:00 21 июля до 06:00 22 июля; 3) с 22:00 22 июля до 04:00 23 июля (здесь и далее время указано местное). В ночь с 23 на 24 июня струйного течения не было. На рис. 1 (цв. вкладка) показаны изменения скорости и направления ветра с высотой. На каждом графике рисунка высотные профили восстановлены из измерений лидаром за одно сканирование (1 мин) через каждый час. Учитывая, что эти измерения проведены при сильно устойчивой температурной стратификации, можно предположить, что изменения профилей ветра в течение часа в значительно большей мере вызваны нестационарностью (мезомасштабным процессом), чем атмосферной турбулентностью. Поэтому применение временной высокочастотной фильтрации данных по формуле (9) является вполне оправданным.

Для выявления причин некорректности оценок параметров турбулентности из лидарных измерений внутри струйного течения мы провели анализ неоднородностей ветра (отклонений радиальной скорости от результата синусоидальной подгонки в зависимости от расстояния между лидаром и точкой наблюдения и от азимутального угла, т.е. распределений $V_L^*(R_k, \theta_m; n)$, рассчитанных по форму-

ле (8)). На рис. 2 приведен пример распределений $V_L^*(h_k/\sin\varphi, \theta_m; n)$, полученных из лидарных данных при четырех последовательных конических сканированиях ($n = 1, 2, 3, 4$) начиная с 23:00 по местному времени, в присутствии струйного течения с максимумом скорости на высоте около 350 м (см. рис. 1, д). Видно, что для прилегающего к Земле слоя толщиной 250 м распределения $V_L^*(h_k/\sin\varphi, \theta_m; n)$ имеют случайный характер и случайным образом изменяются от сканирования к сканированию. Нет сомнений в том, что это турбулентные флуктуации ветра. Однако выше этого слоя можно легко заметить существенную регулярную неоднородность ветрового потока, которая остается практически неизменной за все время существования струйного течения. Лишь иногда такая регулярная структура разрушается, но вскоре вновь восстанавливается. В отсутствие струйного течения подобной регулярной структуры нет.

Для получения оценок турбулентных параметров мы используем результаты лидарных измерений за 30 мин. Поэтому рассмотрим распределение осредненных оценок флуктуаций радиальной скорости $V_L^0(h_k/\sin\varphi, \theta_m)$, где $N = 30$ (в этом эксперименте продолжительность одного конического сканирования составляла 1 мин). На рис. 3 приведены два примера таких распределений, полученных для случаев присутствия в атмосфере НСТ. Рис. 4 (цв. вкладка) показывает зависимости $V_L^0(h_k/\sin\varphi, \theta_m)$ от азимутального угла на различных высотах, полученные 23 июля 2016 г. (данные взяты из рис. 3, б).

Из данных, приведенных на рис. 3 и рис. 4, следует, что даже после 30-минутного усреднения опеределенных по формуле (8) величин $V_L^*(h_k/\sin\varphi, \theta_m; n)$ амплитуды отклонений лидарных оценок радиальной скорости от синусоидальной подгонки остаются довольно большими (особенно для высоты 600 м) и оценка кинетической энергии турбулентности будет явно завышенной, тем более в устойчиво стратифицированной атмосфере, когда турбулентность должна быть очень слабой. Природа возникновения такой регулярной неоднородности ветрового потока в ночном пограничном слое нам неизвестна, и ее изучение может стать предметом дальнейших исследований. Есть только предположение, что регулярная неоднородность ветра по горизонтали связана с когерентной структурой типа внутренней гравитационной волны. Предметом исследования в данной работе является ветровая турбулентность при наличии в атмосфере НСТ. Чтобы учесть регулярную неоднородность ветра по горизонтали (по азимутальному углу), мы оценили параметры ветровой турбулентности из массива скорректированных лидарных оценок флуктуаций радиальной скорости, определенного по формуле (9).

На рис. 5 представлены зависимости лидарных оценок параметров ветровой турбулентности от времени внутри струйного течения на высотах, близких к точке положения максимума скорости ветра. Коррекция оценок флуктуаций измеряемой лидаром радиальной скорости (см. формулы (8)–(10))

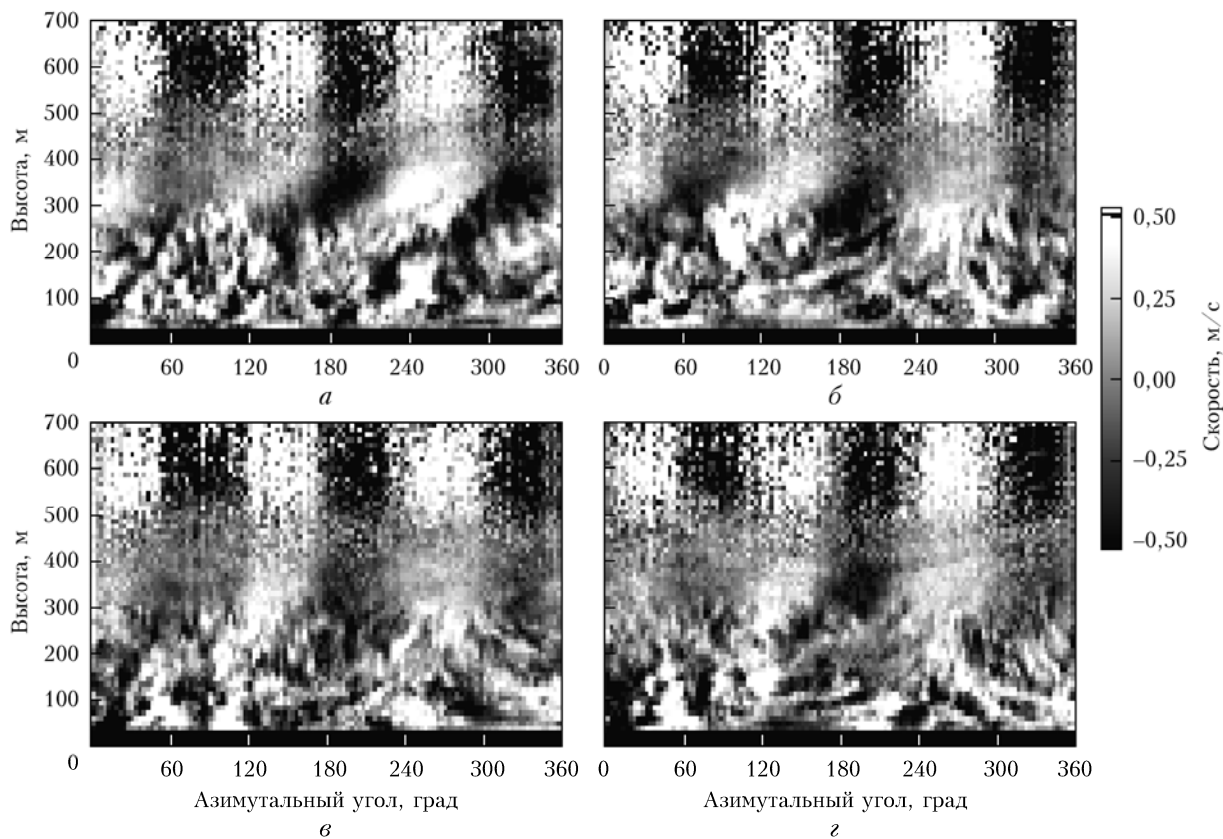


Рис. 2. Распределения оценок флуктуаций радиальной скорости $V_L^{\sigma}(h_k/\sin\varphi, \theta_m; n)$, полученные из измерений лидаром Stream Line в 23:00 (а), 23:01 (б), 23:02 (в) и 23:03 (г) 22.07.2016 г. с использованием формулы (9)

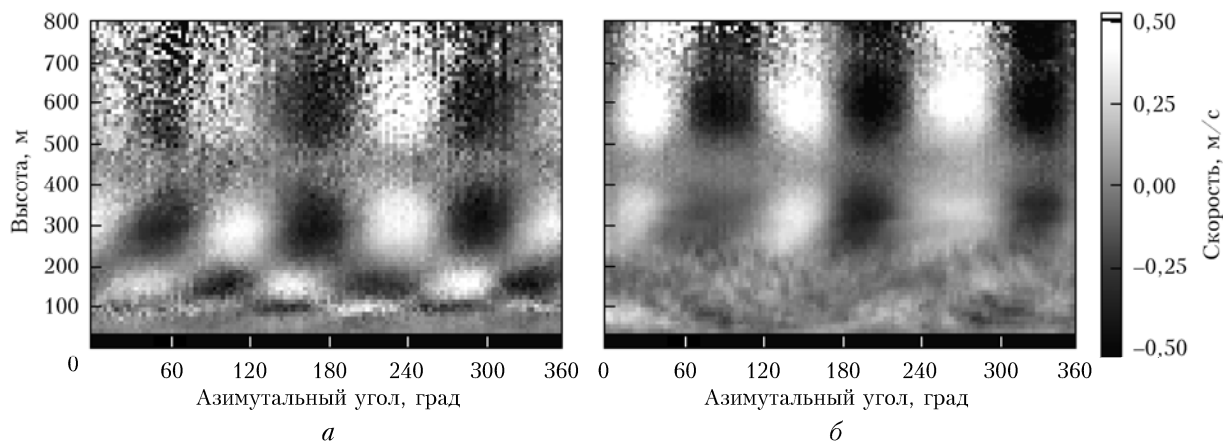


Рис. 3. Распределения осредненных оценок флуктуаций радиальной скорости $\bar{V}_L^{\sigma}(h_k/\sin\varphi, \theta_m)$, полученные из измерений лидаром Stream Line с 22:00 до 22:30 21.07.2016 г. (а) и с 00:00 до 00:30 23.07.2016 г. (б) с использованием формулы (11) при $N = 30$

для исключения влияния регулярных неоднородностей ветра (по горизонтали) на конечный результат обработки данных позволила получить оценки интегрального масштаба турбулентности устойчиво стратифицированного пограничного слоя атмосферы, не противоречащие теории и известным экспериментальным данным [1, 26, 27]. Видно, что большую часть времени наблюдения этих трех струйных течений E не превышает $0,03 \text{ (м/с)}^2$, а ε меньше $3 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2/\text{с}^3$. Интегральный масштаб турбулентно-

сти варьируется в пределах от 40 до 150 м (в среднем около 100 м).

Результаты, представленные на рис. 5, получены из измерений при SNR от 0,1 до 0,3. Для таких SNR и числа зондирующих импульсов, используемых для аккумуляции исходных лидарных данных, $N_a = 7500$, значение инструментальной погрешности оценки радиальной скорости σ_v , определяемой с помощью (8), не превышает 0,05 м/с. При такой инструментальной погрешности, когда $M = 120$ и $N = 30$,

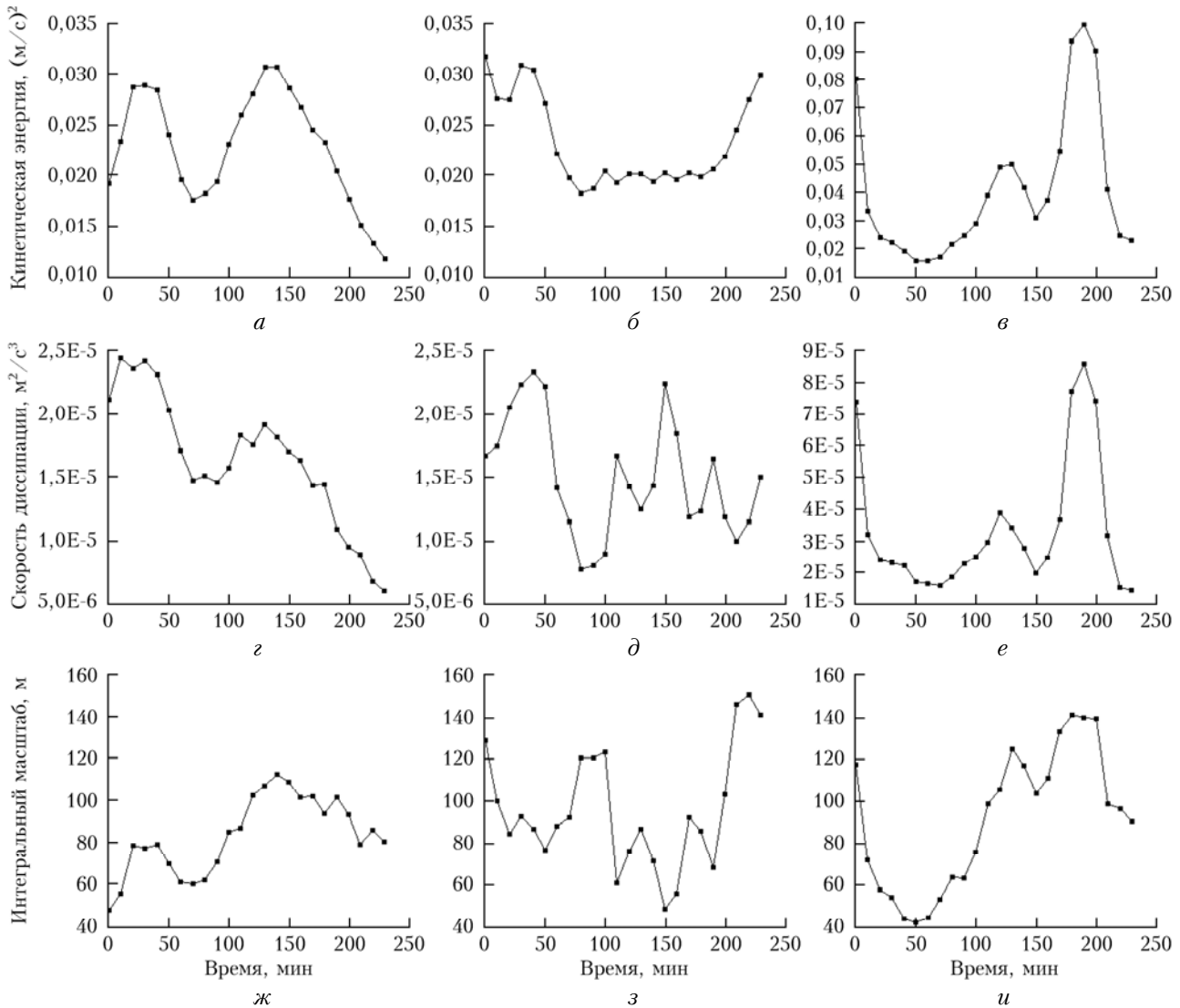


Рис. 5. Временной ход кинетической энергии турбулентности (а–в), ее скорости диссипации (з–е) и интегрального масштаба турбулентности (ж–и), полученные из измерений лидаром Stream Line начиная с 22:00 20.07.2016 г. (а, з, ж), 22:00 21.07.2016 г. (б, д, з) и 22:30 22.07.2016 г. (в, е, и) (время местное) на высотах 307 (а, з, ж), 254 (б, д, з) и 317 м (в, е, и)

приведенное в [24] условие (21) будет выполняться даже при $\epsilon = 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}^3$ и дисперсия σ_e^2 в среднем на порядок окажется меньше значений кинетической энергии турбулентности, которые представлены на рис. 5. Согласно нашим расчетам относительные погрешности оценивания E и ее ϵ варьируются в пределах от 5 до 7%, а L_V – от 9 до 12%.

По аналогии с [24] мы провели сопоставление азимутальных структурных функций радиальной скорости $\bar{D}_L(\psi_l)$, полученных из эксперимента с использованием формулы (10), и соответствующих структурных функций, теоретически рассчитываемых в рамках модели Кармана для двумерного пространственного спектра флуктуаций скорости ветра (см. формулу (27) в [31]). Такое сопоставление показало, что полностью убрать влияние регулярной горизонтальной неоднородности ветра не удастся, но введенный в [24] параметр γ , характеризующий сте-

пень расхождения азимутальных структурных функций, намного меньше γ , получаемого без использования описываемой формулами (8)–(10) пространственно-временной высокочастотной фильтрации. В среднем γ составляет 0,2, что примерно в 2 раза больше среднего значения γ для слоя интенсивного турбулентного перемешивания [31].

Эксперимент на побережье оз. Байкал

В августе 2015 г. в течение двух недель мы проводили лидарный эксперимент на западном берегу оз. Байкал возле пос. Листвянка (70 км от Иркутска). Лидар Stream Line был установлен на территории Байкальской астрофизической обсерватории Института солнечно-земной физики СО РАН в нескольких десятках метров от Большого солнечного

вакуумного телескопа. Целью эксперимента было исследование атмосферных гравитационных волн (АГВ), часто возникающих в этом регионе при наличии НСТ (результаты исследования АГВ опубликованы в [32]). Во время измерений лидаром Stream Line использовалось коническое сканирование зондирующим пучком. Задавались следующие параметры измерения: угол места $\varphi = 60^\circ$; угловая скорость сканирования $\omega_s = 10^\circ/\text{с}$; число зондирующих импульсов для аккумуляции исходных данных $N_a = 3000$; шаг по дальности $\Delta R = 30$ м. Так как у лидара Stream Line частота следования импульсов $f_p = 15$ кГц, то продолжительность измерения данных для одного луча $\Delta t = N_a/f_p = 0,2$ с; разрешение по азимутальному углу $\Delta\theta = 2^\circ$; число лучей $M = 180$ и продолжительность одного полного конического сканирования $T_{\text{scan}} = M\Delta t = 36$ с.

Для получения информации о ветровой турбулентности из всего массива исходных лидарных данных эксперимента мы выбрали данные, измеренные при продолжительном присутствии в атмосфере НСТ и высоким SNR. Наиболее подходящими оказались данные, полученные с 01:00 до 08:00 по местному времени 24 августа 2015 г. После обработки этих данных мы получили двумерные распределения (по высоте и времени) SNR, скорости и направления ветра и вертикальной составляющей вектора скорости ветра. Эти распределения показаны на рис. 6 (цв. вкладка), где каждый высотный профиль восстановлен из измерений за одно коническое сканирование в течение 36 с. Большие (для лидаров класса Stream Line) значения SNR практически во всем пограничном слое атмосферы объясняются повышенной концентрацией аэрозоля из-за лесных пожаров в Иркутской области и Бурятии. Видно, что наблюдаемое в течение 7 ч струйное течение локализовано на высотах 450–750 м. На высоте около 300 м имеет место резкое изменение направления ветра на противоположное: внизу ветер направлен со стороны суши, вверху – со стороны озера. Начиная с 07:00 возникла АГВ, которая наблюдалась в течение 30 мин. Она хорошо видна на рис. 6, *г* для вертикальной компоненты скорости ветра. Область локализации волны выделена на рис. 6, *г* прямоугольником с черной рамкой. Период этой волны 6 мин (за полчаса наблюдения 5 цугов волны).

В отличие от лидарного эксперимента на БЭКе (см. предыдущий раздел) при анализе массивов оценок флуктуаций радиальной скорости, измеряемой лидаром во время этого эксперимента (с 01:00 до 08:00 по местному времени 24 августа 2015 г.), регулярной неоднородности в распределениях $V_r^2(h_k/\sin\varphi, \theta_m; n)$ не было выявлено даже в случаях предельно слабой турбулентности и АГВ. Возможно, это связано с тем, что задавался большой угол места (60° , а в эксперименте на БЭКе $\varphi = 35,3^\circ$). Такая геометрия измерения ($\varphi = 60^\circ$) и быстрое коническое сканирование ($T_{\text{scan}} = 36$ с) позволяют выявлять случаи АГВ с периодом не меньше 3 мин, в то время как из измерений при $\varphi = 35,3^\circ$ можно получать информацию о кинетической энергии турбулентности E .

Так как скорость диссипации ϵ является характеристикой передачи энергии от больших ветровых вихрей к малым в пределах инерционного интервала локально изотропной турбулентности, ϵ может быть измерена с использованием конического сканирования при любом не слишком большом угле места φ (например, в случае слабой турбулентности информацию о скорости диссипации можно получить даже при $\varphi = 80^\circ$). Из-за анизотропии турбулентности (значения дисперсий трех компонент вектора скорости ветра σ_w^2 , σ_u^2 и σ_v^2 отличаются друг от друга, особенно дисперсии продольной σ_u^2 и вертикальной σ_w^2 компоненты ветра) невозможно определить кинетическую энергию $E = (\sigma_w^2 + \sigma_u^2 + \sigma_v^2)/2$ из лидарных измерений с использованием конического сканирования при угле места, отличном от $35,3^\circ$ [33]. Поэтому из лидарных измерений при $\varphi = 60^\circ$, кроме ϵ , мы определяли дисперсию (усредненную по азимутальным углам) радиальной скорости $\bar{\sigma}_r^2$ и интегральный масштаб турбулентности L_V способом, описываемым формулами (5) и (7). Поскольку дисперсия σ_w^2 меньше $(\sigma_u^2 + \sigma_v^2)/2$, следует ожидать меньших значений $\bar{\sigma}_r^2$ и L_V (см. формулу (7)) в сравнении с измерениями при $\varphi = 35,3^\circ$ (на одинаковых высотах и при таких же атмосферных условиях).

Так же, как и в экспериментах на БЭКе, для получения одиночной оценки параметра турбулентности (ϵ , $\bar{\sigma}_r^2$ и L_V) мы использовали исходные данные, измеренные лидаром за 30 мин. Так как в этом эксперименте продолжительность одного сканирования 36 с, число сканирований $N = 50$. Общее число оценок радиальной скорости в массиве, используемом для определения параметров турбулентности, $M \cdot N = 9000$. Мы получали оценки параметров турбулентности с временным шагом $T_{\text{scan}} = 36$ с и шагом по высоте $\Delta h = \Delta R \sin\varphi = 26$ м.

На рис. 7 (цв. вкладка) представлен результат пространственно-временной визуализации ветровой турбулентности из измерений лидаром Stream Line на побережье оз. Байкал при наличии в пограничном слое атмосферы НСТ, локализованного вокруг высоты 600 м (см. рис. 6, *б*). Видно, что с 02:30 до 07:00 по местному времени в слое 300–500 м (в нижней части струйного течения) турбулентность умеренная и значительно превосходит по силе турбулентность вне этой области. Для большей наглядности на рис. 8 и 9 (цв. вкладки) показаны средняя скорость ветра (усреднение также по 50 коническим сканированиям) и взятые из данных рис. 7 временные ходы и высотные профили рассматриваемых параметров турбулентности. Видно, что в слое 100–200 м и в верхней части струйного течения (на высотах 600–700 м) турбулентность очень слабая. Так, скорость диссипации ϵ варьируется от 10^{-6} до $3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}^3$, диапазон изменения дисперсии скорости $\bar{\sigma}_r^2$ от 0,005 до 0,07 (м/с)². В слое 300–500 м интегральный масштаб турбулентности L_V на фиксированных высотах со временем не столь заметно изменяется, как скорость диссипации ϵ и дисперсия $\bar{\sigma}_r^2$, и в среднем по этому слою составляет около 50 м. С высотой интегральный масштаб в среднем растет

Заключение

с 30 м на высоте 100 м до 60 м на высоте 500 м и достигает значений порядка 100 м на высоте 600 м. Интересно, что в среднем такие значения интегрального масштаба (~100 м) для центральной части струйного течения были получены из лидарных измерений на БЭЖе при задании угла места $\varphi = 35,3^\circ$. Также следует отметить, что величина интегрального масштаба турбулентности в 2–3 раза меньше эффективной толщины струйного течения.

Резкое увеличение интегрального масштаба L_V с высотой в слое 600–700 м, а также иногда в слое 100–300 м, по-видимому, связано с погрешностью оценок параметров турбулентности. Такое увеличение всегда сопровождается сильным падением уровня турбулентности, особенно скорости диссипации ε . Несмотря на довольно высокое SNR, при котором инструментальная погрешность оценки радиальной скорости σ_e очень мала, из-за предельно слабой турбулентности в термически устойчивой атмосфере лидарная оценка ε может быть существенно занижена [25] и, как следствие, рассчитываемая по формуле (7) величина L_V завышена во столько же раз. Для расчетов относительных погрешностей оценки скорости диссипации турбулентной энергии E_ε , оценки дисперсии турбулентных вариаций радиальной скорости E_σ и оценки интегрального масштаба турбулентности E_L мы воспользовались численным моделированием [29]. Необходимые для расчетов погрешностей значения σ_e , ε , $\overline{\sigma_r^2}$ и L_V были получены из исходных данных этого эксперимента.

В нашем эксперименте для высот не более 600 м максимальная погрешность $\sigma_e = 0,12$ м/с. В этом случае с учетом большого числа степеней свободы $M \cdot N = 9000$, для тех $\overline{\sigma_r^2}$, которые представлены на рис. 7, б, инструментальная погрешность оценки радиальной скорости практически не окажет никакого влияния на точность определения дисперсии флуктуаций скорости ветра. Согласно нашим расчетам величина E_σ составляет 6–7%. Ввиду того, что оценки скорости диссипации мы получаем из разности азимутальных структурных функций радиальной скорости в пределах инерционного интервала турбулентности (см. формулу (4)) и число l следует задавать как можно меньшим, инструментальная погрешность σ_e оказывает более существенное влияние на точность оценивания ε , особенно когда турбулентность очень слабая. Нами получено, что в слое 100–600 м в некоторых случаях имеет место превышение относительной погрешности E_ε уровня в 20%. Это сказывается и на точности определения интегрального масштаба турбулентности. В подавляющем же числе случаев в этом слое величина E_ε составляет 5–8%, а относительная погрешность E_L варьируется в пределах 10–13%. Анализ азимутальных структурных функций радиальной скорости, измеряемой, в том числе и внутри струйного течения, показал, что они хорошо описываются моделью Кармана, как это было ранее установлено в [24] для слоя интенсивного турбулентного перемешивания.

Таким образом, в настоящей работе представлены результаты лидарных исследований на Базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН и побережье оз. Байкал, проведенных в ночное время в присутствии НСТ в пограничном слое атмосферы. Из измерений лидаром Stream Line с использованием конического сканирования при угле места $35,3^\circ$ (эксперимент на БЭЖе) обнаружено, что при наличии НСТ в атмосфере образовывалась регулярная неоднородность поля ветра по горизонтали. Именно это является причиной невозможности извлечения информации о турбулентности для таких условий с помощью описанного в [24] подхода. Предложенный нами способ корректировки массива оценок флуктуаций радиальной скорости, измеряемой лидаром (см. формулы (8)–(10)), позволил решить данную проблему.

Установлено, что во всех рассмотренных нами случаях (три ночных измерения на БЭЖе и одно – на Байкале) в центральной части НСТ турбулентность очень слабая. Так, кинетическая энергия турбулентности не превышает $0,1$ (м/с)². Впервые из лидарных измерений получены количественные оценки скорости диссипации энергии и интегрального масштаба турбулентности внутри струйного течения с относительной погрешностью не более ~12%. Согласно этим измерениям характерной для скорости диссипации является величина около 10^{-5} м²/с³. На побережье оз. Байкал выявлено превышение на 1–2 порядка скорости диссипации энергии турбулентности в нижней части струйного течения над соответствующей величиной в верхней части его. В центральной части НСТ интегральный масштаб турбулентности в среднем составляет около 100 м, что в 2–3 раза меньше эффективной толщины струйного течения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 16-05-00668).

1. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 263 с.
2. Красненко Н.П. Акустическое зондирование атмосферного пограничного слоя. Томск: Изд-во ИОМ СО РАН, 2001. 278 с.
3. Кузнецов Р.Д. Акустический локализатор ЛАТАН-3 для исследования атмосферного пограничного слоя // Оптика атмосф. и океана. 2007. Т. 20, № 8. С. 749–753.
4. Naihanson F.E. Radar Design Principles. New York: McGraw-Hill, 1980. 626 p.
5. Doviak R.J., Zrnic D.S. Doppler radar and weather observations. San Diego: Academic Press, 1984. 458 p.
6. Bilbro J.M. Atmospheric laser Doppler velocimetry: An overview // Opt. Eng. 1980. V. 20, N 12. P. 2048–2054.
7. Hall F.F., Huffaker R.M., Hardesty R.M., Jackson M.E., Lawrence T.R., Post M.J., Richter R.A., Weber B.F. Wind measurement accuracy of the NOAA pulsed infrared Doppler lidar // Appl. Opt. 1984. V. 23, N 15. P. 2503–2506.
8. Henderson S.W., Hale C.P., Magee J.R., Kavaya M.J., Huffaker A.V. Eye-safe coherent laser radar system at 2 μ m using Tm, Ho: YAG lasers // Opt. Lett. 1991. V. 16. P. 773–775.

9. Werner Ch., Flamant P.H., Reitebuch O., Kopp F., Streicher J., Rahm S., Nagel E., Klier M., Herrmann H., Loth C., Delville P., Drobinski Ph., Romand B., Boitel Ch., Oh D., Lopez M., Meissonnier M., Bruneau D., Dabas A. Wind infrared Doppler lidar instrument // Opt. Eng. 2001. V. 40, N 1. P. 115–125.
10. Kameyama S., Ando T., Asaka K., Hirano Y., Wadaka S. Compact all-fiber pulsed coherent Doppler lidar system for wind sensing // Appl. Opt. 2007. V. 46, N 11. P. 1953–1962.
11. Kallistratova M.A., Kouznetsov R.D., Kuznetsov D.D., Kuznetsova I.N., Nakhaev M., Chirokova G. The summertime low-level jet characteristics measured by sodars over rural and urban areas // Meteorol. Z. 2009. V. 18, N 3. P. 289–295.
12. Kallistratova M.A., Kouznetsov R.D. Low-level jets in the Moscow region in summer and winter observed with a sodar network // Bound.-Layer Meteorol. 2012. V. 143. P. 159–175.
13. Kallistratova M.A., Kouznetsov R.D., Kramar V.F., Kuznetsov D.D. Profiles of wind speed variances within nocturnal low-level jets observed with a sodar // J. Atmos. Ocean. Technol. 2013. V. 30, N 9. P. 1970–1977.
14. Prabha T.V., Leclerc M.Y., Karipot A., Hollinger D.Y. Influence of nocturnal low-level jets on eddy-covariance fluxes over a tall forest canopy // Bound.-Layer Meteorol. 2008. V. 126. P. 219–236.
15. Newsom R.K., Banta R.M. Shear-flow instability in the stable nocturnal boundary layer as observed by Doppler lidar during CASES-99 // J. Atmos. Sci. 2003. V. 60, N 1. P. 16–33.
16. Banta R.M., Newsom R.K., Lundquist J.K., Pichugina Y.L., Coulter R.L., Mahrt L. Nocturnal low-level jet characteristics over Kansas during CASES-99 // Bound.-Layer Meteorol. 2002. V. 105. P. 221–252.
17. Banta R.M., Pichugina Y.L., Newsom R.K. Relationship between low-level jet properties and turbulence kinetic energy in the nocturnal stable boundary layer // J. Atmos. Sci. 2003. V. 60. P. 2549–2555.
18. Banta R.M., Pichugina Y. L., Brewer W.A. Turbulent velocity-variance profiles in the stable boundary layer generated by a nocturnal low-level jet // J. Atmos. Sci. 2006. V. 63. P. 2700–2719.
19. Pichugina Y.L., Banta R.M., Kelley N.D., Brewer W.A. Nocturnal boundary layer height estimate from Doppler lidar measurements // Proc. the 18th Sympos. on Boundary Layer and Turbulence. 10 June, 2008. Stockholm, Sweden. 7B.6.
20. Grund C.J., Banta R.M., George J.L., Howell J.N., Post M.J., Richter R.A., Weickman A.M. High-resolution Doppler lidar for boundary layer and cloud research // J. Atmos. Ocean. Technol. 2001. V. 18, N 3. P. 376–393.
21. Smalikho I., Köpp F., Rahm S. Measurement of atmospheric turbulence by 2- μm Doppler lidar // J. Atmos. Ocean. Technol. 2005. V. 22, N 11. P. 1733–1747.
22. Банах В.А., Смалихо И.Н., Пичугина Е.Л., Брюер А. Репрезентативность измерений скорости диссипации энергии турбулентности сканирующим когерентным доплеровским лидаром // Оптика атмосфер. и океана. 2009. Т. 22, № 10. С. 966–972; Banakh V.A., Smalikho I.N., Pichugina E.L., Brewer W.A. Representative-ness of measurements of the dissipation rate of turbulence energy by scanning Doppler lidar // Atmos. Ocean. Opt. 2010. V. 23, N 1. P. 48–54.
23. Банах В.А., Смалихо И.Н. Когерентные доплеровские ветровые лидары в турбулентной атмосфере. Томск: Изд-во ИОА СО РАН, 2013. 304 с.
24. Смалихо И.Н., Банах В.А., Фалиц А.В. Лидарные измерения параметров ветровой турбулентности в пограничном слое атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2017. Т. 30, № 4. С. 342–349.
25. Смалихо И.Н., Банах В.А., Фалиц А.В., Руди Ю.А. Определение скорости диссипации энергии турбулентности из данных, измеренных лидаром Stream Line в приземном слое атмосферы // Оптика атмосфер. и океана. 2015. Т. 28, № 10. С. 901–905.
26. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч. 2. М.: Наука, 1967. 720 с.
27. Ламли Дж., Пановский Г. Структура атмосферной турбулентности. М.: Мир, 1966. 264 с.
28. von Kármán T. Progress in the statistical theory of turbulence // Proc. the National Acad. Sci. 1948. V. 34, N 11. P. 530–539. DOI: 10.1073/pnas.34.11.530.
29. Смалихо И.Н., Банах В.А. Точность оценивания скорости диссипации энергии турбулентности из измерений ветра импульсным когерентным доплеровским лидаром при коническом сканировании зондирующим пучком. Часть I. Алгоритм обработки лидарных данных // Оптика атмосфер. и океана. 2013. Т. 26, № 3. С. 213–219; Smalikho I.N., Banakh V.A. Accuracy of estimation of the turbulent energy dissipation rate from wind measurements with a conically scanning pulsed coherent Doppler lidar. Part I. Algorithm of data processing // Atmos. Ocean. Opt. 2013. V. 26, N 5. P. 404–410.
30. Колмогоров А.Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30, № 4. С. 299–303.
31. Smalikho I.N., Banakh V.A. Measurements of wind turbulence parameters by a conically scanning coherent Doppler lidar in the atmospheric boundary layer // Atmos. Meas. Tech. 2017. V. 10, N 11. P. 4191–4208.
32. 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.
33. Eberhard W.L., Cupp R.E., Healy K.R. Doppler lidar measurement of profiles of turbulence and momentum flux // J. Atmos. Ocean. Technol. 1989. V. 6. P. 809–819.

I.N. Smalikho, V.A. Banakh, A.V. Falits. Lidar investigation of wind turbulence in the presence of low-level jet in the atmosphere.

The results of lidar investigation of wind turbulence in the presence of low-level jet (LLJ) in the atmospheric boundary layer are presented. From the measurements by Stream Line lidar at the Basic Experimental Complex of IAO SB RAS and on the coast of Lake Baikal, different turbulence parameters inside LLJ were estimated. It is ascertained that the turbulence is very weak in the central part of LLJ. In particular, the turbulence kinetic energy does not exceed 0.1 (m/s)^2 . The turbulent energy dissipation rate and turbulence integral scale within a jet stream were quantitatively estimated from lidar measurements with a relative error of no more than 12% for the first time. According to these measurements, a dissipation rate of about $10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}^3$ is characteristic. From the lidar measurements on the coast of Lake Baikal, the turbulent energy dissipation rate in the lower part of a jet stream exceeds the corresponding value in the upper part of the LLJ by 1 to 2 orders of magnitude. In the central part of LLJ, the turbulence integral scale averages about 100 m, which is 2–3 times lower than the effective thickness of the jet stream.

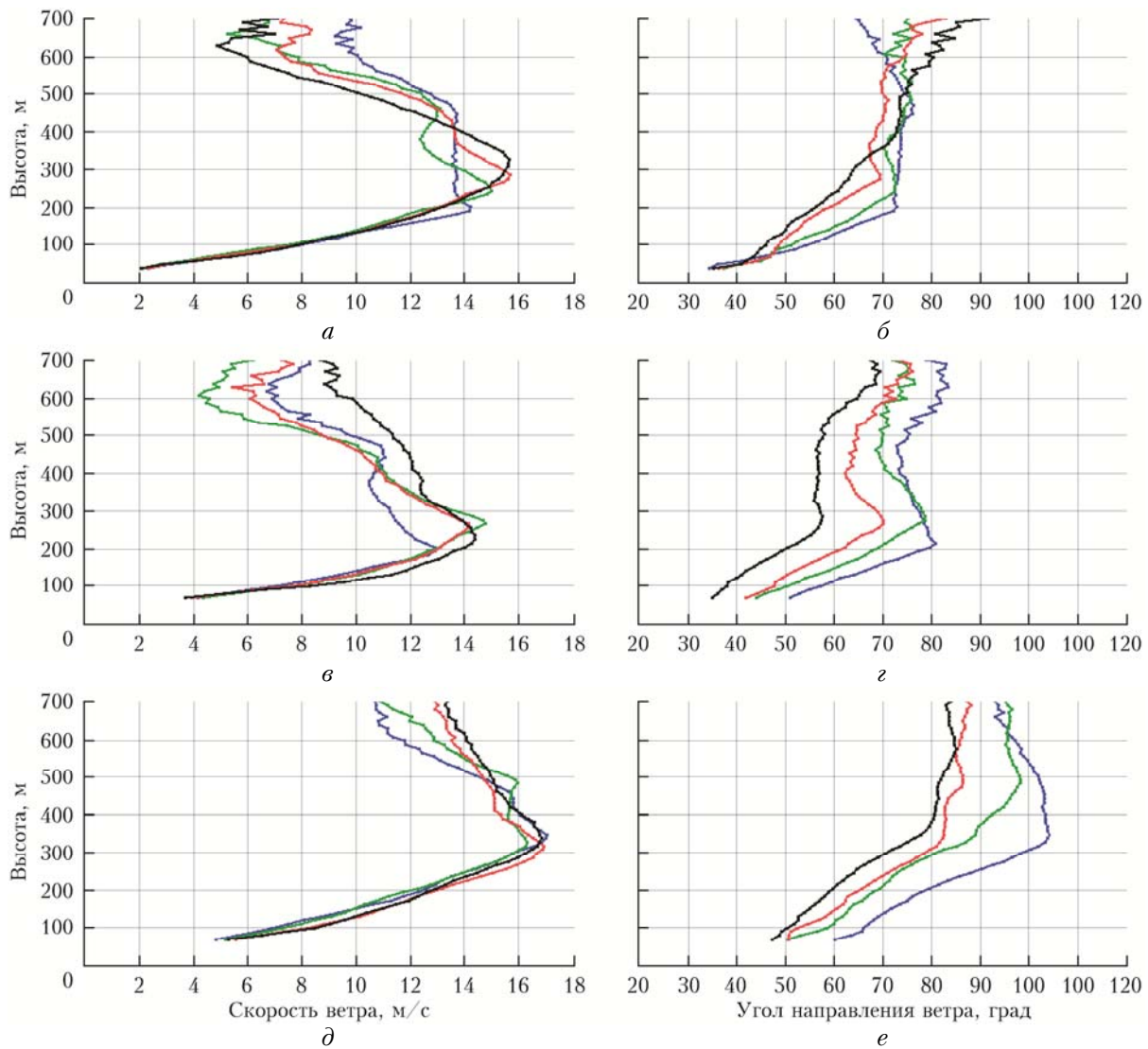


Рис. 1. Высотные профили скорости (*a*, *в*, *д*) и угла направления ветра (*б*, *г*, *е*), восстановленные из измерений лидаром Stream Line 20–21 (*a*, *б*), 21–22 (*в*, *г*) и 22–23 (*д*, *е*) июля 2016 г. через каждый час: в 23:00 (черные кривые), 00:00 (красные кривые), 01:00 (зеленые кривые) и 02:00 (синие кривые)

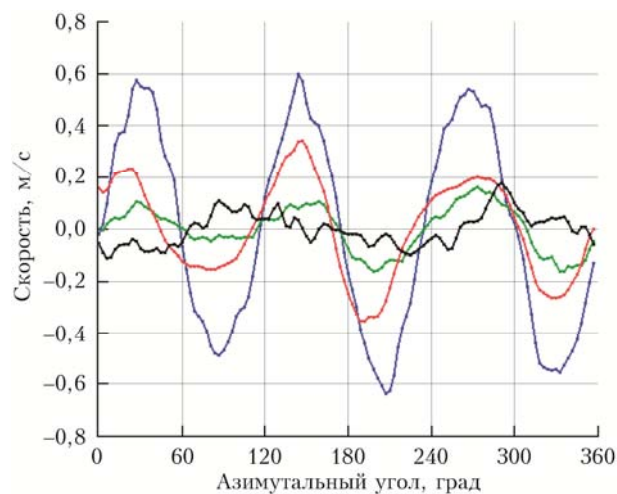


Рис. 4. Зависимости $\hat{V}_L^z(h_k/\sin\varphi, \theta_m)$ от азимутального угла θ_m , полученные из измерений лидаром Stream Line с 00:00 до 00:30 23.07.2016 г. на высотах $h_k = 150$ м (черная кривая), 300 м (красная кривая), 450 м (зеленая кривая) и 600 м (синяя кривая)

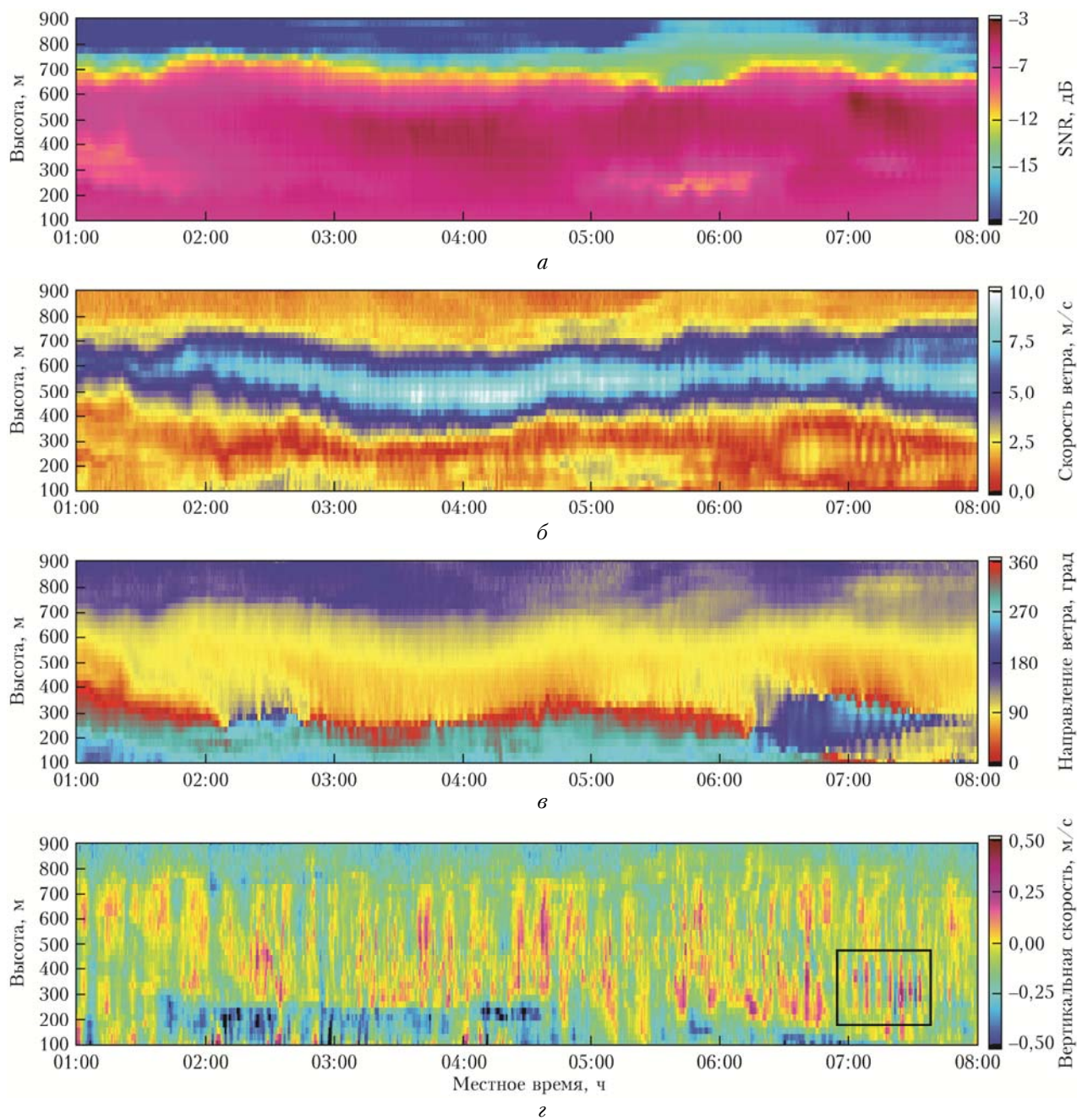


Рис. 6. Распределения SNR (*a*), скорости ветра (*б*), угла направления ветра (*в*) и вертикальной составляющей вектора скорости ветра (*г*) по высоте и времени, полученные из измерений лидаром Stream Line на побережье о. Байкал 24.08.2015 г.

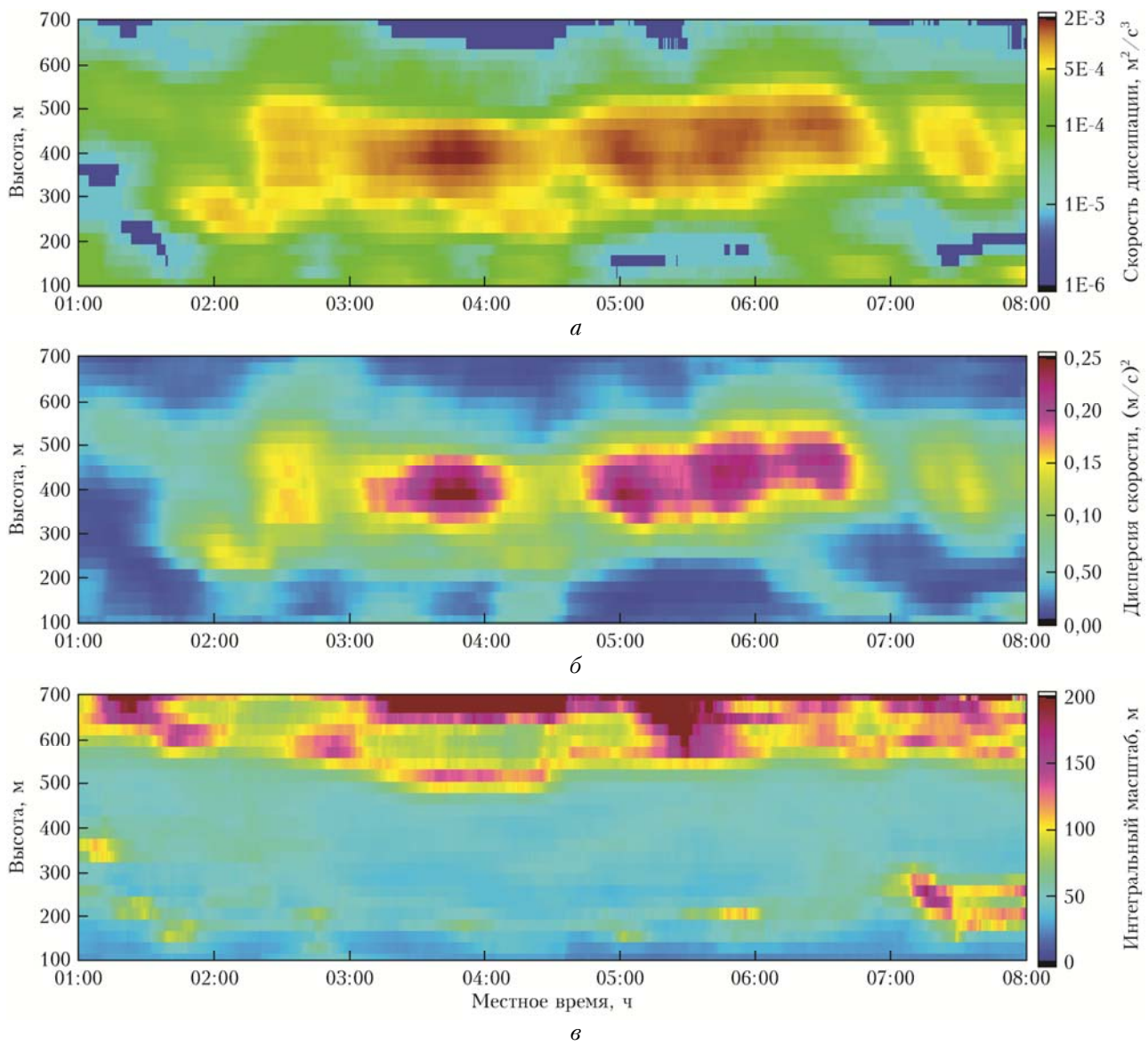


Рис. 7. Распределения скорости диссипации энергии турбулентности (*a*), дисперсии турбулентных флуктуаций радиальной скорости (*б*) и интегрального масштаба турбулентности по высоте и времени, полученные из измерений лидаром Stream Line на побережье оз. Байкал 24.08.2015 г.

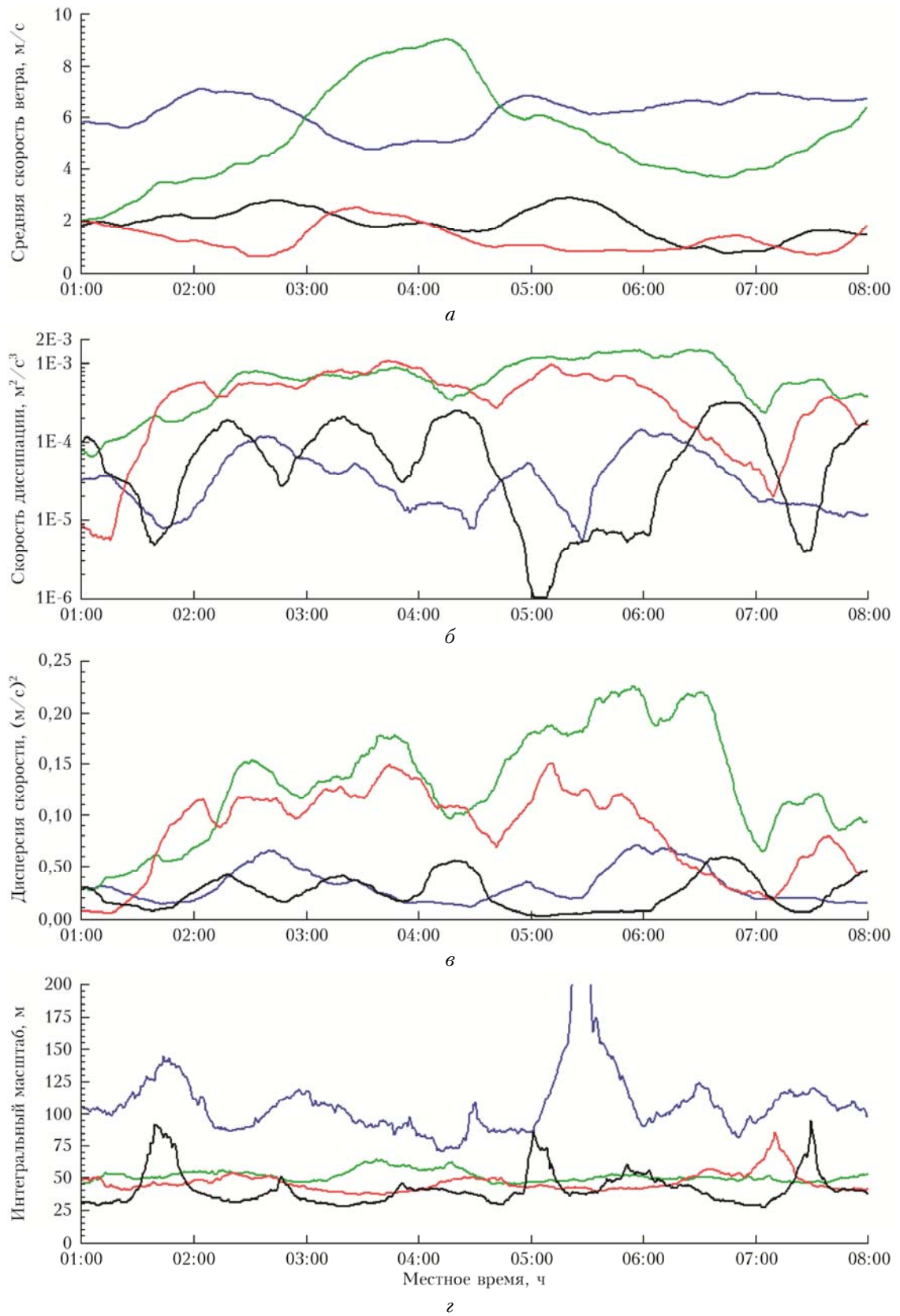


Рис. 8. Временной ход средней скорости ветра (*a*), скорости диссипации энергии турбулентности (*б*), дисперсии турбулентных флуктуаций радиальной скорости (*в*) и интегрального масштаба турбулентности (*г*) на высотах 150 (черные кривые), 300 (красные кривые), 450 (зеленые кривые) и 600 м (синие кривые), полученные из измерений лидаром Stream Line на побережье оз. Байкал 24.08.2015 г.

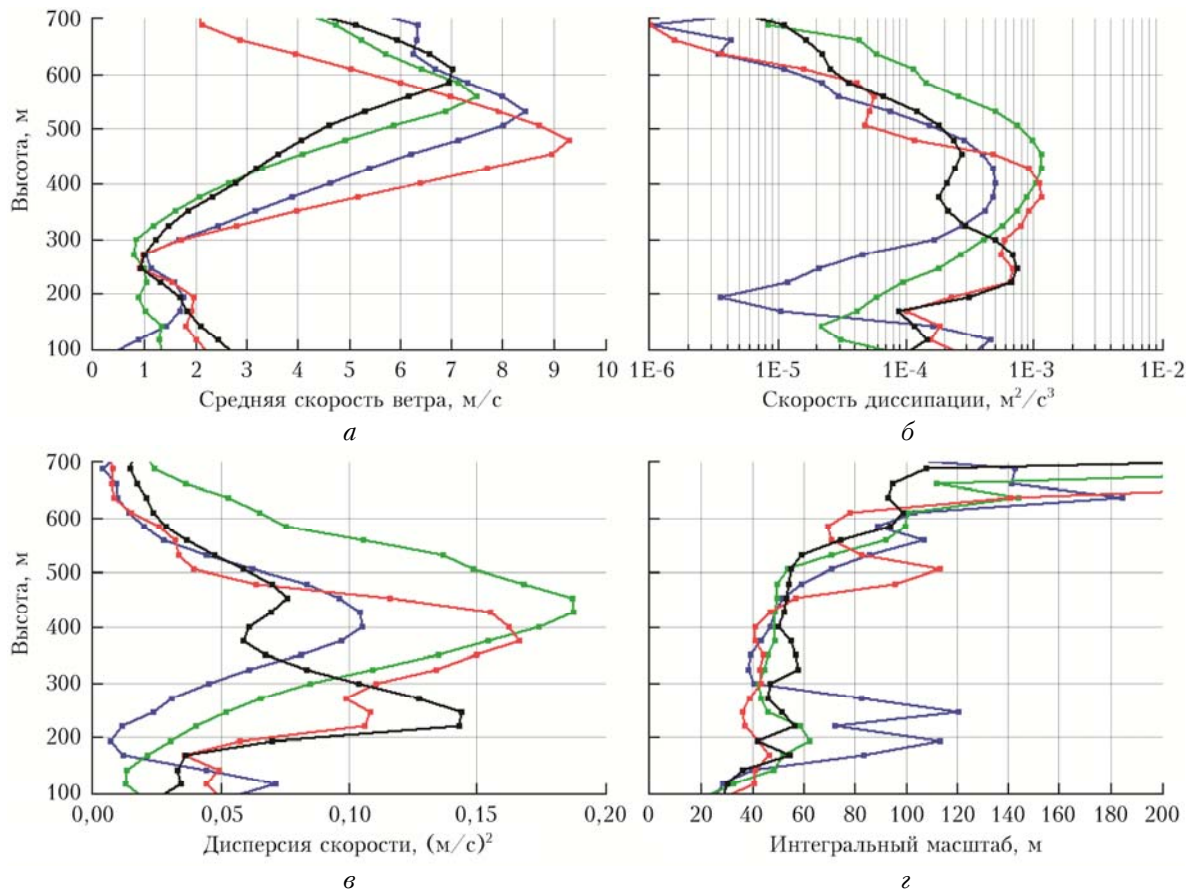


Рис. 9. Высотные профили средней скорости ветра (*a*), скорости диссипации энергии турбулентности (*б*), дисперсии турбулентных флуктуаций радиальной скорости (*в*) и интегрального масштаба турбулентности (*г*), восстановленные из измерений лидаром Stream Line на побережье оз. Байкал в 02:00 (черные кривые), 04:00 (красные кривые), 06:00 (зеленые кривые) и 08:00 (синие кривые) по местному времени 24.08.2015 г.