

Определение параметров турбулентности стратифицированного пограничного слоя атмосферы с использованием средств дистанционного зондирования

В.А. Банах[✉], И.Н. Смалихо, Е.В. Гордеев, А.А. Сухарев, А.В. Фалиц*

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

Поступила в редакцию 18.06.2024;
после доработки 23.07.2024;
принята к печати 08.08.2024

Представлены результаты экспериментов по определению параметров турбулентности стратифицированного пограничного слоя атмосферы средствами дистанционного зондирования. Полученные с использованием ветрового лидара и температурного радиометра высотные временные распределения скорости диссипации кинетической энергии турбулентности и структурной характеристики турбулентных флуктуаций температуры сопоставляются с высотными изменениями параметров, характеризующих атмосферную стратификацию. Показано, что скорость диссипации, определяющая интенсивность ветровой турбулентности, убывает в пограничном слое с высотой при всех типах термической стратификации. В большей степени от вариаций термодинамической устойчивости в атмосфере зависит интенсивность турбулентных флуктуаций температуры. Более сильная, чем в нижележащем слое, термическая неустойчивость атмосферы на больших высотах может приводить не к убыванию, а к возрастанию структурной характеристики флуктуаций температуры с высотой. В соответствии с высотным ходом структурной характеристики температуры значения структурной характеристики турбулентных пульсаций показателя преломления также могут увеличиваться с высотой и отличаться от прогнозируемых на основе известных моделей.

Ключевые слова: структурная характеристика флуктуаций температуры, скорость диссипации турбулентной энергии, турбулентное число Прандтля, градиентное число Ричардсона, флуктуации показателя преломления; structural constant of temperature fluctuations, dissipation rate of turbulence kinetic energy, turbulent Prandtl number, gradient Richardson number, fluctuations of the refractive index.

Введение

В экспериментальных исследованиях атмосферы в настоящее время широко используются дистанционные средства зондирования, которые позволяют получать метеорологические и оптические данные в реальном времени с нужным пространственным и временным разрешением. Важное место в дистанционном зондировании атмосферы занимают лидары. В частности, в исследованиях атмосферы активно используются импульсные когерентные доплеровские ветровые лидары (КДВЛ). В последние 15 лет получили развитие световолоконные КДВЛ на длине волны 1,5 мкм. В настоящее время коммерчески доступные световолоконные лидары производства Leosphere (Франция), Halo Photonics (Великобритания), Mitsubishi Electric (Япония),

Leice-Lidar Transient Technology (Китай), Leonardo (Германия) широко применяются в исследованиях динамики атмосферы, метеобеспечении аэропортов, ветровой энергетике. Важными особенностями световолоконных КДВЛ являются относительно небольшая длительность и очень высокая, 10 кГц и более, частота следования зондирующих импульсов. Это позволяет использовать большое число импульсов для аккумуляции исходных данных и тем самым повышать точность оценки радиальной скорости ветра при низких отношениях сигнал/шум.

Возможность получения информации о скорости ветра с высоким пространственным и временным разрешением предопределяет широкое использование КДВЛ в исследованиях ветровой турбулентности [1–9] и, в частности, для определения скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ϵ . Предложенные в [2, 4, 5–9] методы оценивания ϵ по лидарным данным нашли широкое применение в исследованиях пограничного слоя атмосферы с помощью световолоконных лидаров (см. источники в [1–9]). В отличие от ветровой турбулентности оптические методы и средства дистанционного оп-

* Виктор Арсентьевич Банах (banakh@iao.ru); Игорь Николаевич Смалихо (smalikho@iao.ru); Евгений Викторович Гордеев (gordeev@iao.ru); Артем Андреевич Сухарев (sukharev@iao.ru); Андрей Вячеславович Фалиц (falits@iao.ru).

ределения параметров температурной турбулентности, основанные на анализе атмосферного экосигнала, значительно меньше распространены.

Цель настоящей работы — экспериментально подтвердить возможности применения разработанных авторами лидарных методов измерения скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ϵ для дистанционного определения структурной характеристики турбулентных флуктуаций температуры C_T^2 , связанной с ϵ через вертикальные градиенты температуры и горизонтальной скорости ветра.

Метод

В Институте оптики атмосферы (ИОА) СО РАН впервые проведены комплексные лидарные ветровые измерения и измерения высотных профилей температуры с использованием микроволнового радиометра. На базе световолоконных КДВЛ StreamLine (Halo Photonics, Великобритания), ЛРВ (разработанного в лаборатории распространения волн ИОА СО РАН) и температурного микроволнового радиометра МТП-5 (ООО «Атмосферные Технологии», Россия) создан аппаратно-программный комплекс дистанционного зондирования атмосферы, обеспечивающий получение высотно-временных распределений температуры, вектора скорости ветра, градиентов потенциальной температуры и скорости ветра, градиентного числа Ричардсона и скорости диссипации кинетической энергии турбулентности. Такой набор параметров позволяет характеризовать устойчивость пограничного слоя атмосферы, динамику высоты слоя турбулентного перемешивания, определять влияние термических и динамических процессов на формирование слоя турбулентного перемешивания и вариации его высоты [10].

Соотношение [11, 12]:

$$C_T^2 = a^2 \frac{T_0}{g} \cdot F(Ri) \cdot \frac{\partial T_p}{\partial z} \cdot \epsilon^{2/3}, \quad (1)$$

связывающее C_T^2 с ϵ , позволяет использовать этот комплекс не только для изучения ветровой турбулентности, но и для получения высотно-временных распределений C_T^2 . Здесь a — числовая константа порядка единицы; T_0 — абсолютная температура воздуха; g — ускорение силы тяжести; T_p — средняя потенциальная температура воздуха;

$$F(Ri) = \left(\frac{Pr_T}{Ri} - 1 \right)^{-1}, \quad (2)$$

$$Ri = \frac{g}{T_0} \frac{\partial T_p}{\partial z} \left(\frac{d\mathbf{U}}{dz} \right)^{-2} \quad (3)$$

— градиентное число Ричардсона; $\mathbf{U}$ — вектор средней горизонтальной скорости ветра; Pr_T — турбулентное число Прандтля. Функция $F(Ri)$, рассчитанная с помощью модельной зависимости Pr_T от Ri [12], представлена на рис. 1.

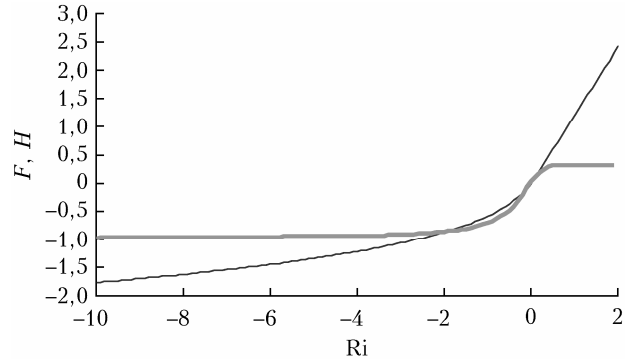


Рис. 1. Функции $F(Ri)$ (серая кривая) и $H(Ri)$ (черная кривая)

Попытки использования соотношения (1) для дистанционного определения C_T^2 предпринимались ранее. Однако все они основываются на исходных формулах с ограниченной областью применимости. Так, например, в [13] формула (13) для C_T^2 , которая может быть представлена в том же виде, что и (1) с заменой функции $F(Ri)$ на $H(Ri) = Ri \cdot \left(1 - \frac{Ri}{Pr_T} \right)^{-2/3}$, дает неверные результаты при увеличении $|Ri|$. Согласно (13) и анализу зависимости функции H от Ri , C_T^2 неограниченно возрастает с ростом $|Ri|$ пропорционально $|Ri|^{1/3}$ при неустойчивой стратификации и пропорционально Ri при устойчивой, что противоречит физике явления и экспериментальным данным о структурной характеристике флуктуаций температуры. Результаты расчета функции $H(Ri)$ также показаны на рис. 1. Видно, что функция H приближенно совпадает с F лишь в диапазоне $-2 < Ri < 0,2$.

Таким образом, с использованием расчетных данных для $F(Ri)$ на рис. 1 высотно-временные распределения C_T^2 могут быть получены из измерений ϵ , градиентов средней скорости ветра и средней температуры, например, по следующему сценарию. Из лидарных измерений определяется $\epsilon(z, t)$ на различных высотах z в моменты времени t и средняя скорость ветра $U(z, t)$. Скорость диссипации рассчитывается из спектров турбулентных флуктуаций вертикальной скорости ветра с использованием разработанного авторами метода [8]. Затем по $U(z, t)$ рассчитывается градиент средней скорости ветра $\partial U / \partial z$. Микроволновый температурный радиометр МТП-5 позволяет получать высотно-временные распределения температуры воздуха $T(z, t)$ с временным разрешением 3–5 мин и разрешением по высоте 25 м на высотах от 0 до 100 м и 50 м на высотах от 100 до 1000 м над земной поверхностью. Из распределений $T(z, t)$ рассчитываются распределения средней абсолютной температуры и вертикального градиента средней потенциальной температуры $\partial T_p / \partial z$. Затем рассчитываются распределения Ri и с использованием зависимости $F(Ri)$ на рис. 1 высотно-временные распределения $C_T^2(z, t)$.

Для определения ϵ и $\mathbf{U}$ мы использовали стратегию лидарных измерений, предложенную в [8].

Сначала выполняется одно полное сканирование лазерным пучком вокруг вертикальной оси под углом места $\varphi = 60^\circ$ в течение времени сканирования $T_{\text{scan}} = 1$ мин. Потом пучок направляется вертикально вверх ($\varphi = 90^\circ$) и в течение периода $T_{\text{vert}} = 500$ с выполняется вертикальное зондирование. После этого φ меняется с 90 на 60° и процедура повторяется. Продолжительность одного цикла измерений составляет $T_c = T_{\text{scan}} + T_{\text{vert}}$. Время измерения одного значения радиальной скорости Δt определяется числом аккумуляции зондирующих импульсов N_a , которое задавалось равным 7500 и для частоты следования импульсов в лидаре StreamLine $f_p = 15$ кГц составляет $\Delta t = N_a / f_p = 0,5$ с. Следовательно, число измерений радиальной скорости в вертикальном направлении равно $M_1 = T_{\text{vert}} / \Delta t = 1000$ и $M_s = T_{\text{scan}} / \Delta t = 120$ за время одного скана.

В результате мы получаем массивы оценок отношения сигнал/шум ($m'\Delta t; R_k, \varphi_{\text{scan}}, n$) и радиальных скоростей $V_L(m'\Delta t; R_k, \varphi_{\text{scan}}, n)$ из измерений при коническом сканировании зондирующим пучком и массивы оценок сигнал/шум ($m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n$) и $V_L(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n)$ из измерений в вертикальном направлении. Здесь $m' = 0, 1, 2, \dots, M_s - 1$; $m = 0, 1, 2, \dots, M_1 - 1$; $R_k = R_0 + k\Delta R$ — расстояние от лидара до центра объема зондирования, $k = 0, 1, 2, \dots, K - 1$; ΔR — разрешение по дальности; $n = 1, 2, 3, \dots$ — порядковый номер измерительного цикла продолжительностью T_c . Разрешение по азимутальному углу $\Delta\theta = 360^\circ / M_s = 3^\circ$.

Для определения из массива радиальных скоростей $V_L(m'\Delta t; R_k, \varphi_{\text{scan}}, n)$ горизонтальной скорости ветра $U_1(z_k, n)$, угла направления ветра $\theta_V(z_k, n)$ и вертикальной компоненты вектора скорости ветра $\bar{V}_z(z_k, n)$, усредненных по окружности основания конуса сканирования на высоте $z_k = R_k \sin \varphi_{\text{scan}}$ за время сканирования T_{scan} , применялся метод синусоидальной подгонки [8]. Массив радиальных скоростей $V_L(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n)$, измеренных в вертикальном направлении, использовался для определения вертикальной компоненты вектора скорости ветра w и оценки временного $S_L(f_l)$ и пространственного $S_L(k_l)$ спектров вертикальной скорости ветра, где f_l и $k_l = f_l / U$ соответственно — временная частота и волновое число, $U = |U|$ — средняя горизонтальная скорость ветра на высоте измерения спектров.

Для получения оценок турбулентных параметров обычно используется получасовое усреднение измеряемых данных [14]. Продолжительность одного цикла измерений $T_c \approx 10$ мин, так что для получения оценок спектров $\hat{S}_L(f_l)$ использовались данные трех последовательных циклов измерения. Соответственно средняя горизонтальная скорость рассчитывалась по четырем значениям усредненной за время одного сканирования горизонтальной скорости U_1 по формуле $U(z_k, n) = (1/4) \times \sum_{i=0}^3 U_1(z_k, n-1+i)$. Так как высоты $z_k = R_k \sin \varphi_{\text{scan}}$,

для которых получают оценки $U(z_k, n)$, и высоты измерения массивов вертикальной скорости

$z_k = R_k \sin \varphi_{\text{vert}} = R_k$, использующихся для оценки спектров $S_L(f_l)$, различаются, то для определения средней горизонтальной скорости на высотах $z_k = R_k$ использовалась линейная интерполяция.

Экспериментальные временные спектры вертикальной скорости рассчитывались по формуле

$$\hat{S}_L(f_l) = \frac{1}{3} \sum_{i=0}^2 \frac{\Delta t}{M_1} \times \left| \sum_{m=0}^{M_1-1} V_L(m\Delta t; R_k, \varphi_{\text{vert}}, n-1+i) \exp\left(-2\pi j \frac{lm}{M_1}\right) \right|^2, \quad (4)$$

где $f_l = l\Delta f$, $l = 1, 2, 3, \dots, M_1/2$ — число спектральных каналов; $\Delta f = (M_1\Delta t)^{-1} = 0,002$ Гц — ширина спектрального канала; $0,002$ Гц $\leq f_l \leq 1$ Гц, $j = \sqrt{-1}$ — мнимая единица. В соответствии с [8] скорость диссипации ϵ оценивалась методом максимального правдоподобия по максимуму функции двух переменных

$$\Phi(\epsilon, S_N) = - \sum_{l=l_3}^{M_1/2} \left[\ln(\epsilon^{2/3} G(f_l) + S_N) + \frac{\hat{S}_L(f_l)}{\epsilon^{2/3} G(f_l) + S_N} \right], \quad (5)$$

где S_N — шумовая составляющая спектра (белый шум), обусловленная инструментальной погрешностью определения радиальной скорости; $G(f_l)$ — теоретическая подгоночная функция [8]. Скорость диссипации ϵ оценивалась из спектра $\hat{S}_L$ в инерционном интервале частот $0,05$ Гц $\leq f_l \leq 0,2$ Гц, так что в (5) $l_3 = 25$, чтобы начальная частота $\Delta f/l_3 = 0,05$ Гц.

Результаты и обсуждение

Измерения проводились в г. Томске на Базовом экспериментальном комплексе ИОА СО РАН ($56^\circ 06' 51''$ с.ш., $85^\circ 06' 03''$ в.д.) осенью 2023 г., так что четко выраженная неустойчивая термическая стратификация, когда $Ri < -0,1$, наблюдалась, как правило, в течение непродолжительного времени в дневные или вечерние часы и не каждый день. Нередко в течение целых суток в пограничном слое сохранялась устойчивая ($Ri > 0$) либо близкая к нейтральной ($Ri = 0$) стратификация. На рис. 2–7 (цв. вкладка) в качестве примера представлены найденные из измерений высотно-временные распределения и высотные профили скорости ветра, температуры, а также параметров, характеризующих турбулентность для типичных условий эксперимента: 18.10.2023 г. стратификация в течение суток была устойчивой либо близкой к нейтральной; 10.10.2023 г. днем и 11.10.2023 г. вечером, наряду с устойчивой и нейтральной, наблюдалась и неустойчивая стратификация. Для получения высотных профилей в разное время суток на рис. 3, 5, 7 использованы данные рис. 2, 4, 6 соответственно с усреднением по 30-минутным временным интервалам с центром в указанные моменты времени.

Высотные профили ϵ , C_T^2 и структурной характеристики турбулентных флуктуаций показателя преломления воздуха C_n^2 ограничены высотами, на которых относительная погрешность оценки скорости диссипации не превышает 70%. Лидар имеет мертвую зону, поэтому высотные профили, за исключением температурных, начинаются со 100 м.

Результаты измерений 10.10.2023 г. представлены на рис. 2, 3. Видно, что в этот день на высоте 100 м стратификация была близка к нейтральной (рис. 3, д). С увеличением высоты до 200 м она становится более устойчивой в течение суток, за исключением дневного времени (14:00), когда развивается сильная неустойчивость с минимальным Ri на высоте 300 м. Это приводит не к убыванию, а в большинстве случаев сначала к возрастанию флуктуаций температуры с высотой и лишь затем, с дальнейшим увеличением высоты, происходит их уменьшение (рис. 3, ж). Значительное, более чем на порядок, возрастание C_T^2 с высотой происходит днем. При этом ϵ (рис. 3, е) в этот момент почти не меняется с высотой. Возникающие в вечернее и ночное время на разных высотах слои сильной устойчивости, где $Ri > 1$, подавляют температурные флуктуации (рис. 3, д, ж).

Качественно такие же результаты получены и из измерений 11.10.2023 г. с той лишь разницей, что максимальный рост флуктуаций температуры с высотой происходит не в дневное время, а поздним вечером, в 22:00 (рис. 4, 5); C_T^2 в этот период в высотном слое 300–500 м принимает значения почти на два порядка больше, чем на высоте 100 м, где стратификация близка к нейтральной (рис. 5, ж). В дневное (14:00) и вечернее (18:00) время в слое от 200 до 350 м также происходит возрастание C_T^2 почти на порядок по сравнению с высотой 100 м, хотя отклонения стратификации от нейтральной на этих высотах существенно меньше, чем в 22:00. Неустойчивая стратификация наблюдалась 18.10.2023 г. с 10:00 до 16:00 в нижнем 250-метровом слое (рис. 6, в; 7, в). Отклонения от нейтральной стратификации на высотах до 300 м по числу Ричардсона в этот день малы ($|Ri| \leq 0,5$). Это приводит, как и 11.10.2023 г. в 14:00 и 18:00 при таких же значениях Ri , к возрастанию флуктуации температуры с высотой в слое 100–300 м, так что C_T^2 на высоте 300 м принимает значения в три-четыре раза больше, чем на высоте 100 м, и лишь затем начинает убывать с высотой.

Основным параметром, характеризующим интенсивность оптической турбулентности и, следовательно, определяющим величину турбулентных искажений распространяющихся в атмосфере лазерных пучков, является C_n^2 . В атмосфере флуктуации C_n^2 вызваны главным образом флуктуациями T и C_n^2 связана с C_T^2 соотношением [15]:

$$C_n^2 = \left(\frac{77,6 \cdot 10^{-6} p}{T_0^2} (1 + 7,53 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda^{-2}) \right)^2 C_T^2, \quad (6)$$

где p — давление, мб; λ — безразмерная константа, равная длине оптической волны, выраженной в микронах. На рис. 3, з; 5, з; 7, з приведены высотные профили C_n^2 , рассчитанные по формуле (6) для длины волны 0,5 мкм, и изменения давления с высотой относительно измеренного у поверхности Земли по барометрической формуле. На рис. 3, з; 5, з; 7, з кривые 1 и 2 соответствуют модельным зависимостям C_n^2 от высоты [15]:

$$C_n^2(z) = C_{n0}^2 (z/z_0)^{-2/3} \text{ и } C_n^2(z) = C_{n0}^2 (z/z_0)^{-4/3},$$

где $C_{n0}^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ — значение структурной характеристики на высоте $z_0 = 2,5 \text{ м}$, рассчитанное по данным акустического анемометра, усредненным по временным интервалам, когда стратификация в приземном слое была неустойчивой или близкой к нейтральной. Нанесены также кривые для среднесуточного экспериментального высотного профиля $C_n^2(z)$. Видно, что значения C_n^2 , соответствующие среднесуточным экспериментальным высотным профилям, с высотой убывают и в основном находятся в коридоре значений структурной характеристики, определяемых модельными высотными профилями 1 и 2. Высотный ход экспериментальных профилей C_n^2 для разного времени суток отличается от модельных. Экспериментальные значения C_n^2 с высотой могут возрастать в соответствии с высотным ходом C_T^2 и частично выходить за пределы модельного коридора значений.

Заключение

В настоящей статье представлены результаты экспериментов по определению параметров турбулентности стратифицированного пограничного слоя атмосферы средствами дистанционного зондирования. Разработанные авторами лидарные методы измерения скорости диссипации кинетической энергии турбулентности ϵ применяются для дистанционного определения структурной характеристики турбулентных флуктуаций температуры C_T^2 , связанной с ϵ через вертикальные градиенты средней температуры и горизонтальной скорости ветра. Приводятся примеры высотно-временных распределений ϵ и C_T^2 в стратифицированном пограничном слое атмосферы, полученные из измерений радиальной скорости ветра когерентным лидаром и температуры микроволновым радиометром. Высотно-временные распределения и высотные профили ϵ и C_T^2 сопоставляются с высотными изменениями горизонтальной скорости ветра, температуры, их вертикальных градиентов и градиентного числа Ричардсона, характеризующих термодинамические условия генерации турбулентной энергии. Установлено, что в противоположность ϵ , уменьшающейся в пограничном слое атмосферы с высотой при всех типах термической стратификации, C_T^2 убывает с высотой не всегда. Высотная перемежаемость типов термической стратификации [10] может приводить к тому, что

C_T^2 в слое с термической неустойчивостью возрастает с увеличением высоты и лишь затем начинает убывать. Это происходит, когда нейтральная или сильно устойчивая стратификация на меньших высотах переходит в неустойчивую или слабо устойчивую на больших высотах. Поскольку турбулентные флуктуации показателя преломления вызываются в основном флуктуациями температуры, то C_n^2 также может возрастать с высотой. Это приводит к тому, что высотные профили C_n^2 , полученные для разного времени суток, отличаются от известных моделей [15]. Однако C_n^2 , соответствующая среднесуточным экспериментальным высотным профилям, с высотой убывает и в основном находится в коридоре значений, определяемых известными моделями высотного хода C_n^2 .

Финансирование. Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 24-17-00179). Использованы экспериментальные данные, полученные по проекту госзадания ИОА СО РАН.

Список литературы

1. 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. DOI: 10.1175/JAS3776.1.
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. DOI: 10.1175/2010JTECHA1455.1.
3. Sathe A., Mann J. A review of turbulence measurements using ground-based wind lidars // Atmos. Meas. Tech. 2013. V. 6, N 11. P. 3147–3167. DOI: 10.5194/amt-6-3147-2013.
4. Sathe A., Mann J., Vasiljevic N., Lea G. A six-beam method to measure turbulence statistics using ground-based wind lidars // Atmos. Meas. Tech. 2015. V. 8. P. 729–740. DOI: 10.5194/amt-8-729-2015.
5. Newman J.F., Klein P.M., Wharton S., Sathe A., Bonin T.A., Chilson P.B., Muschinski A. Evaluation of three lidar scanning strategies for turbulence measurements // Atmos. Meas. Tech. 2016. V. 9. P. 1993–2013. DOI: 10.5194/amt-9-1993-2016.
6. Bonin T.A., Choukulkar A., Brewer W.A., Sandberg S.P., Weickmann A.M., Pichugina Y., Banta R.M., Oncley S.P., Wolfe D.E. Evaluation of turbulence measurement techniques from a single Doppler lidar // Atmos. Meas. Tech. 2017. V. 10. P. 3021–3039. DOI: 10.5194/amt-2017-35.
7. Bodini N., Lundquist J.K., Newsom R.K. Estimation of turbulence dissipation rate and its variability from sonic anemometer and wind Doppler lidar during the XPIA field campaign // Atmos. Meas. Tech. 2018. V. 11. P. 4291–4308. DOI: 10.5194/amt-11-4291-2018.
8. Banakh V.A., Smalikho I.N., Falits A.V., Sherstobitov A.M. Estimating the parameters of wind turbulence from spectra of radial velocity measured by a pulsed Doppler lidar // Remote Sens. 2021. V. 13, N 11. AN 2071. DOI: 10.3390/rs13112071.
9. Banakh V.A., Smalikho I.N. The impact of internal gravity waves on the spectra of turbulent fluctuations of vertical wind velocity in the stable atmospheric boundary layer // Remote Sens. 2023. V. 15. AN 2894. DOI: 10.3390/rs15112894.
10. Банах В.А., Фалиц А.В., Шерстобитов А.М., Смалихо И.Н., Сухарев А.А., Гордеев Е.В., Залозная И.В. Об оценивании высоты слоя турбулентного перемешивания из высотно-временных распределений числа Ричардсона // Оптика атмосф. и океана. 2022. Т. 35, № 11. С. 912–917. DOI: 10.15372/AOO20221106; Banakh V.A., Falits A.V., Sherstobitov A.M., Smalikho I.N., Sukharev A.A., Gordeev E.V., Zaloznaya I.V. On estimation of the turbulent mixing layer altitude from the altitude-time distributions of the Richardson number // Atmos. Ocean. Opt. 2023. V. 36, N 1. P. 30–40. DOI: 10.1134/S1024856023020033.
11. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1967. 548 с.
12. Банах В.А., Смалихо И.Н., Залозная И.В. Экспериментальная проверка модельной зависимости турбулентного числа Прандтля от градиентного числа Ричардсона // Оптика атмосферы и океана (в печати).
13. Jiang P., Yuan J., Wu K., Wang L., Xia H. Turbulence detection in the atmospheric boundary layer using coherent Doppler wind lidar and microwave radiometer // Remote Sens. 2022. V. 14, N 12. AN 2951. DOI: 10.3390/rs14122951.
14. Бызова Н.Л., Иванов В.Н., Гаргер Е.К. Турбулентность в пограничном слое атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1989. 263 с.
15. Гурвич А.С., Кон А.И., Миронов В.Л., Хмелевцов С.С. Лазерное излучение в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 277 с.

V.A. Banakh, I.N. Smalikho, E.V. Gordeev, A.A. Sukharev, A.V. Falits. Remote determination of turbulence parameters of a stratified atmospheric boundary layer.

The results of experiments on determining the turbulence parameters of a stratified atmospheric boundary layer using remote sensing are presented. The height-time distributions and vertical profiles of the dissipation rate of kinetic energy of turbulence and the structural constant of turbulent fluctuations of temperature obtained from measurements of radial velocity with a coherent wind lidar and temperature with a microwave radiometer are compared with altitude variations in the parameters characterizing atmospheric stability. It is shown that the dissipation rate, which determines the intensity of wind turbulence, decreases in the boundary layer with altitude for all types of thermal stratification. The intensity of turbulent fluctuations of temperature depends to a greater extent on altitude variations in thermodynamic conditions in the atmosphere. If the thermal instability of the atmosphere at higher altitudes exceeds that in lower layers, then the structural constant of temperature fluctuations can not decrease but increase with altitude. In accordance with the altitude variation in the structural constant of temperature, the values of the structural constant of turbulent pulsations of the refractive index can also increase with altitude and differ from those predicted on the basis of known models.

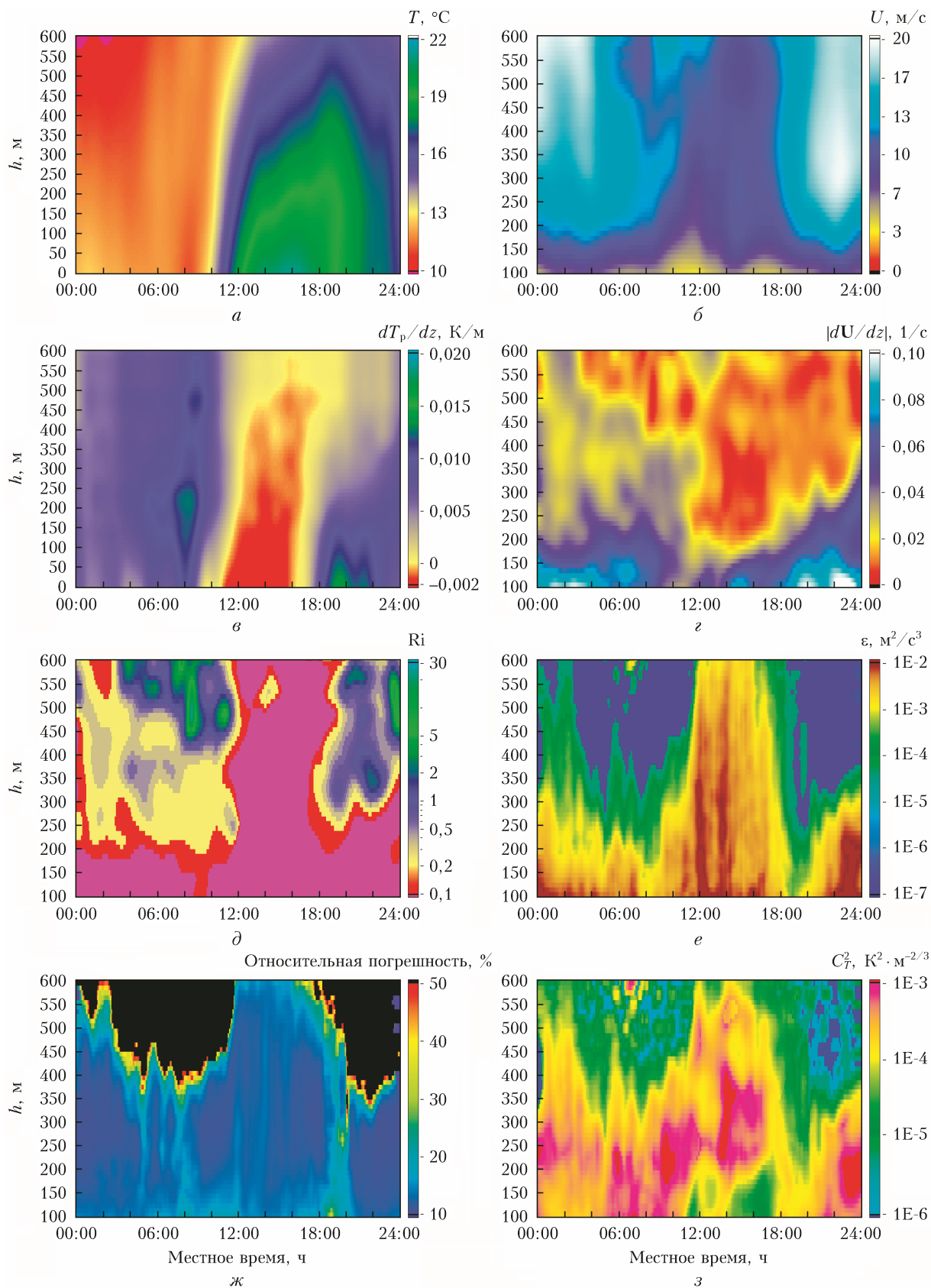


Рис. 2. Высотно-временные распределения средней температуры воздуха (а), средней горизонтальной скорости ветра (б), градиента средней потенциальной температуры (в), модуля градиента вектора скорости ветра (г), числа Ричардсона (д), скорости диссипации турбулентной энергии (е), относительной погрешности лидарной оценки скорости диссипации (ж) и структурной характеристики турбулентных флуктуаций температуры (з). Измерения 10.10.2023 г.

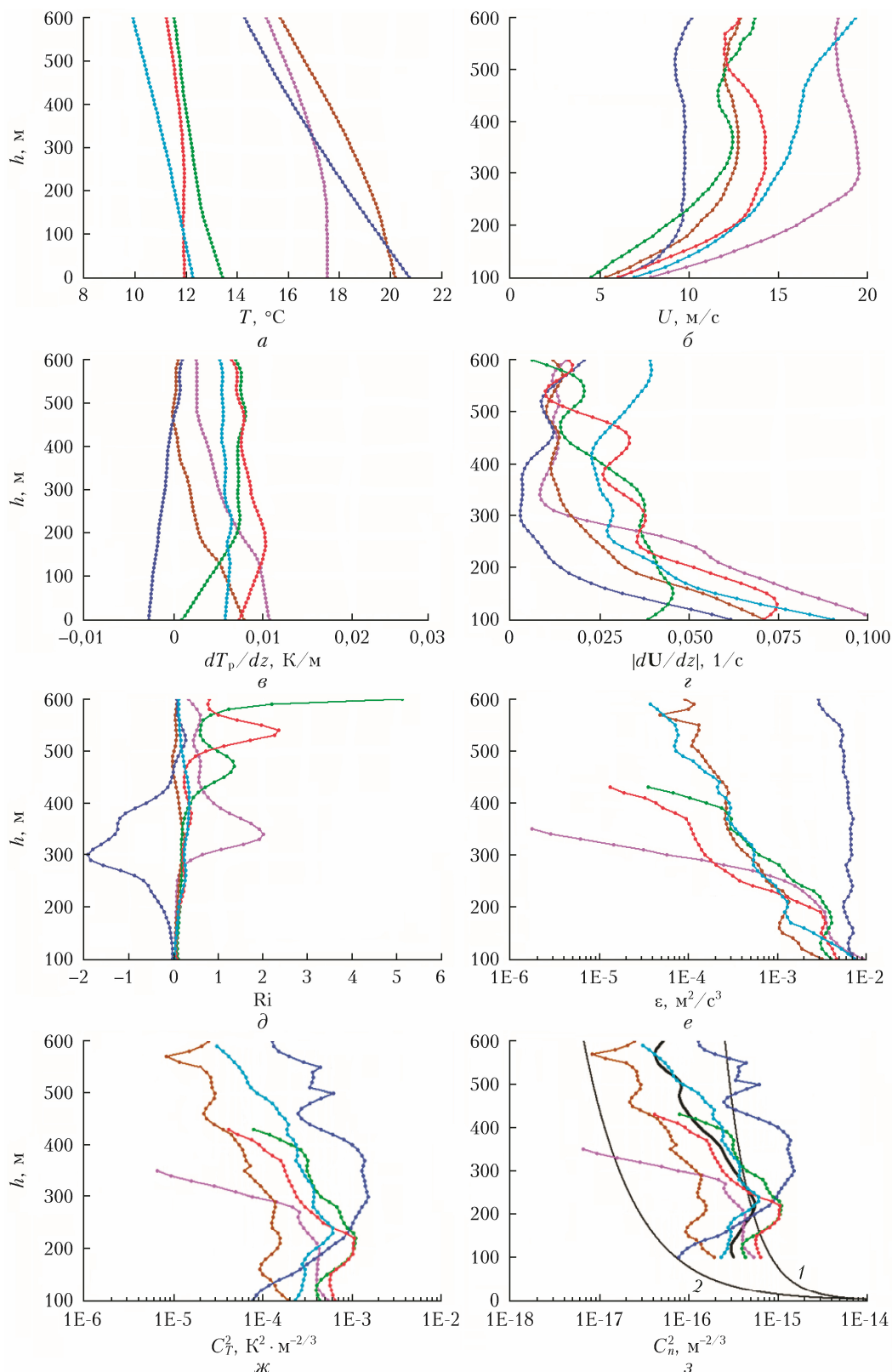


Рис. 3. Высотные профили средней температуры воздуха (а), средней горизонтальной скорости ветра (б), градиента средней потенциальной температуры (в), модуля градиента вектора скорости ветра (г), числа Ричардсона (д), скорости диссипации турбулентной энергии (е), структурных характеристик турбулентных флуктуаций температуры (ж) и показателя преломления воздуха, полученные из измерений в различное время суток 10.10.2023 г.: в 02:00 (голубые кривые), 06:00 (красные кривые), 10:00 (зеленые кривые), 14:00 (синие кривые), 18:00 (коричневые кривые) и 22:00 (розовые кривые). Полу жирная черная кривая – высотный профиль усредненной за сутки C_n^2 ; черные кривые – результаты расчета по формуле $C_n^2(z) = C_{n0}^2(z/z_0)^{-2/3}$ (кривая 1) и $C_n^2(z) = C_{n0}^2(z/z_0)^{-4/3}$ (кривая 2), где $C_{n0}^2 = 10^{-14} \text{ м}^{-2/3}$ и $z_0 = 2,5 \text{ м}$

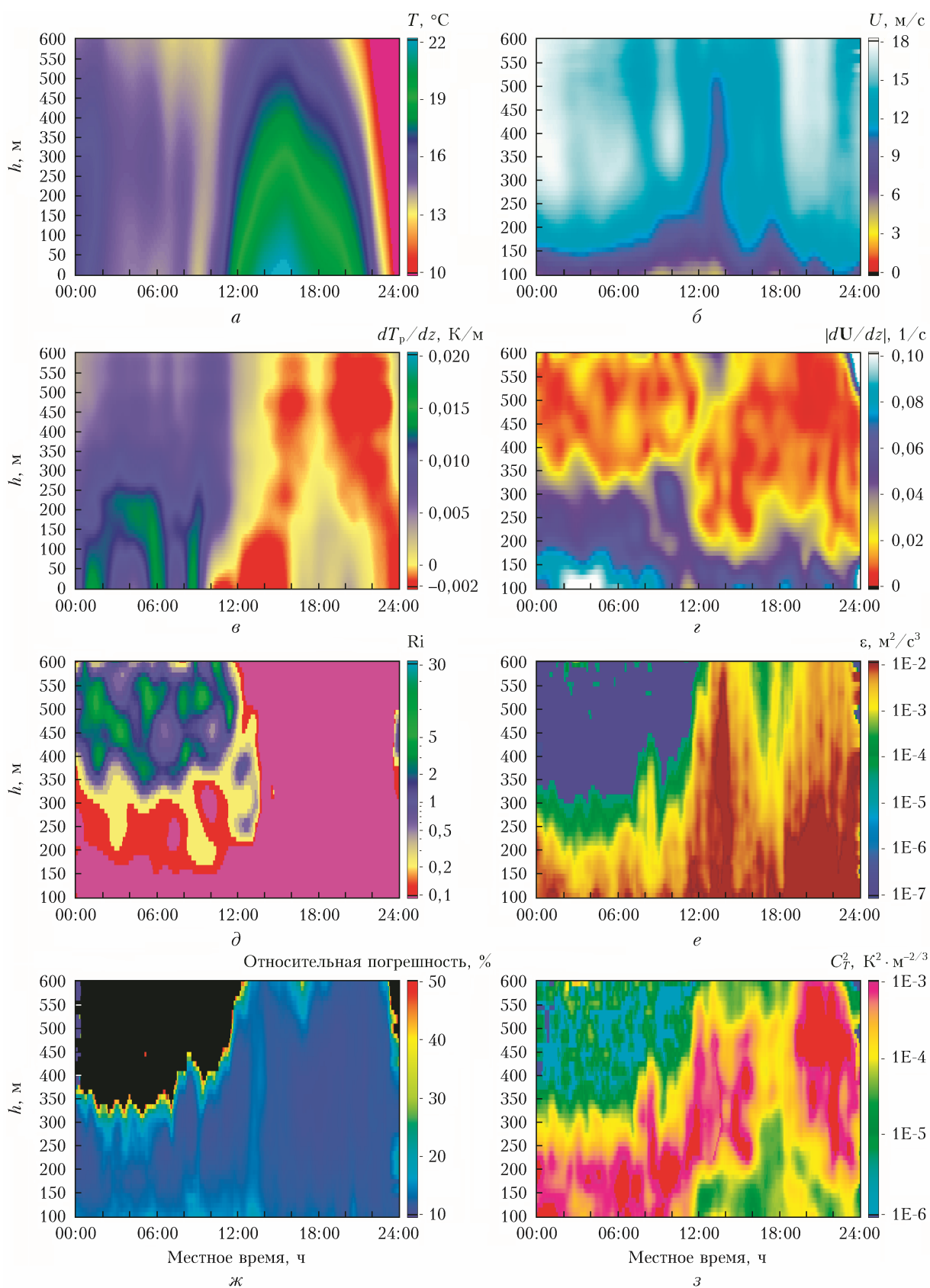


Рис. 4. То же, что и на рис. 2, измерения 11.10.2023 г.

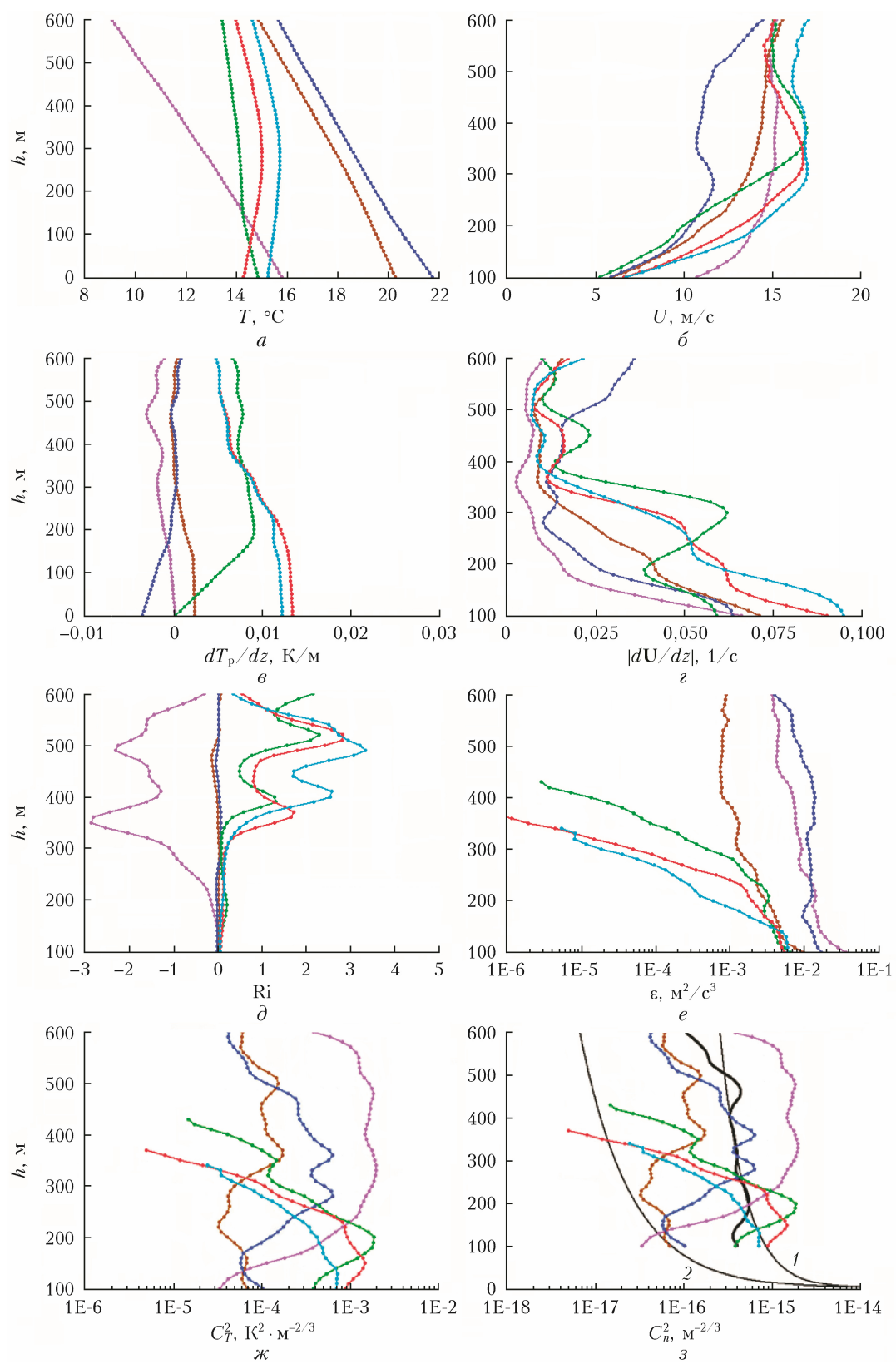


Рис. 5. То же, что и на рис. 3, измерения 11.10.2023 г.

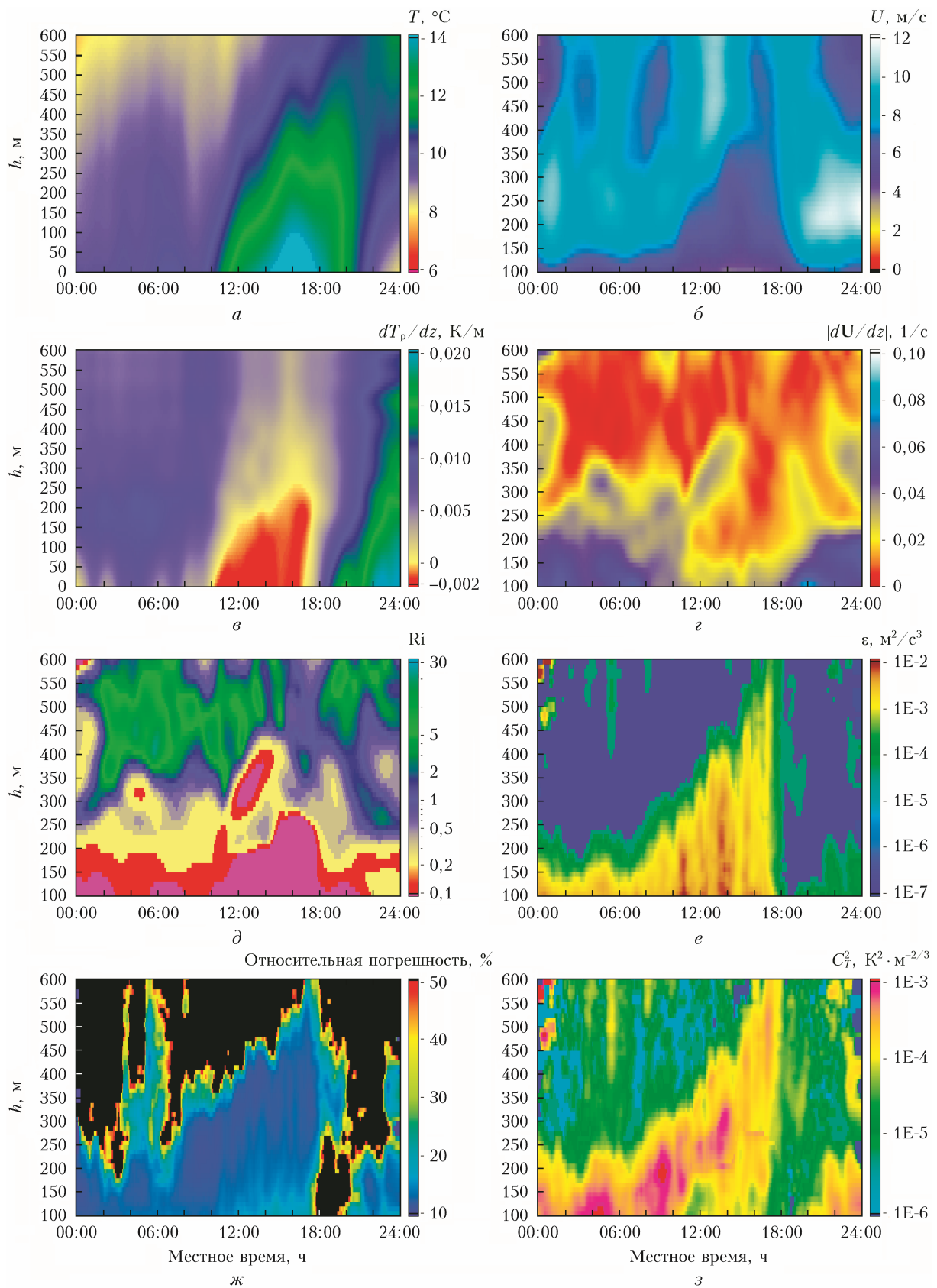


Рис. 6. То же, что и на рис. 2, измерения 18.10.2023 г.

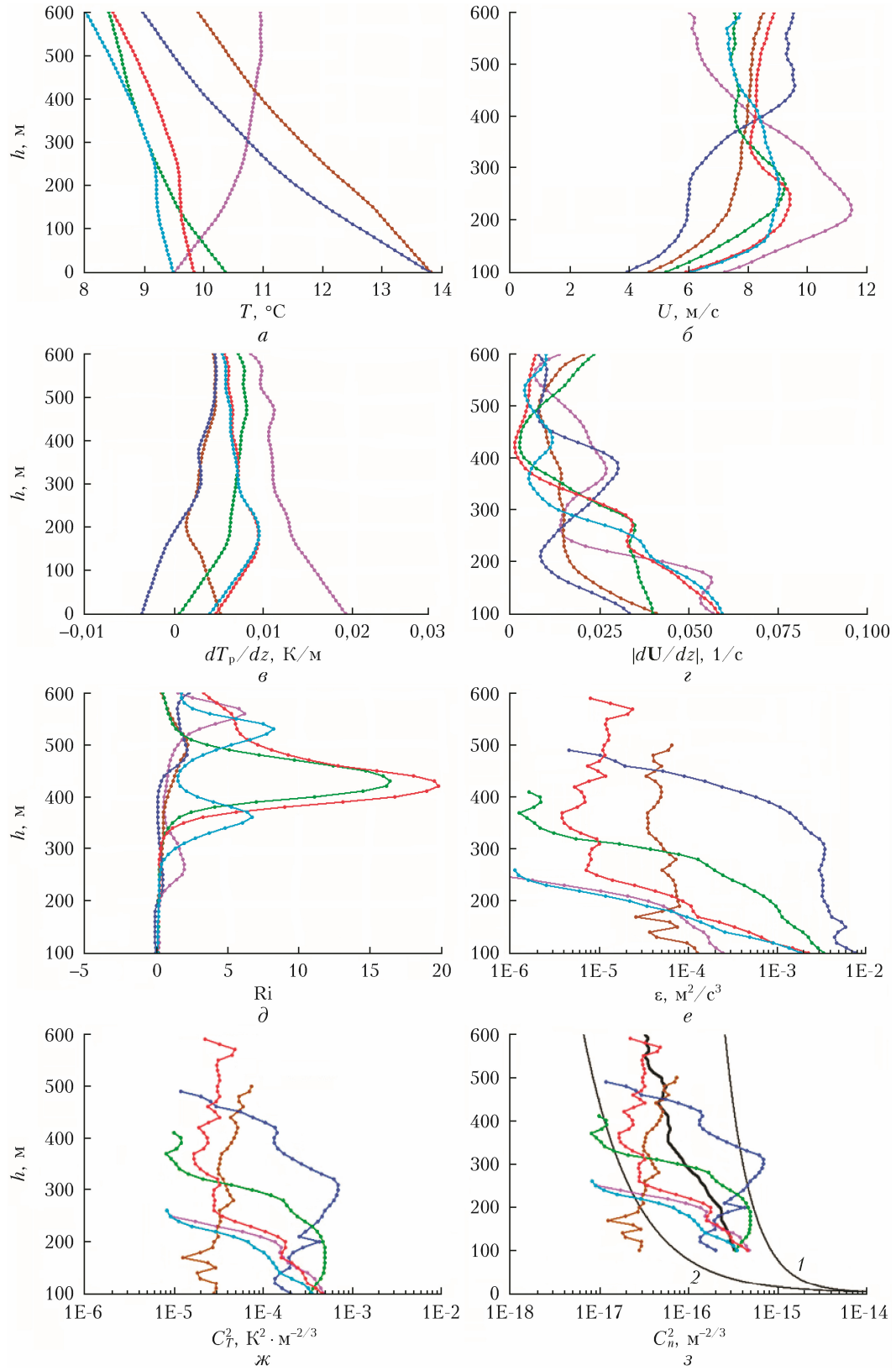


Рис. 7. То же, что и на рис. 3, измерения 18.10.2023 г.